Untersuchungen zur Hochfrequenzbeschleunigung bei einem FFAG-Elektronensynchrotron (Endenergie um 150 MeV)

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Werner Rudloff

aus Berlin

1966

Druck:

ERNST-REUTER-GESELLSCHAFT
der Förderer und Freunde der Freien Universität Berlin e.V.

DISSERTATIONS-DRUCKSTELLE

1 Berlin 33, Garystr. 45

Untersuchungen zur Hochfrequenzbeschleunigung bei einem FFAG-Elektronensynchrotron (Endenergie um 150 MeV)

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Freien Universität Berlin

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK - LEIDEN -

vorgelegt von

Werner Rudloff

aus Berlin

1. Referent: Professor Dr. H. Lassen

2. Referent: Professor Dr. R. Honerjäger

Tag der mündlichen Prüfung: 16. Februar 1966

Tag der Promotion: 27. APR. 1966

Inhaltsverzeichnis

1.	Einleitung	1
2.	Zusammenstellung verwendeter Formeln und Begriffe	4
3.	Beziehungen zwischen den Parametern des Arbeitspunktes und den Kenngrößen der Hochfrequenzbeschleunigung	13
3.1	Maximale Induktion und Endenergie	13
3.2	Umlaufsfrequenz und Frequenzbereiche	14
3.3	Mittenfrequenz und notwendige Bandbreite	19
3.3.1	Mittenfrequenz	19
3.3.2	Notwendige Bandbreite	20
3.4	Relativer HF-Leistungsbedarf	23
3.4.1	Ungeteilter Resonator	23
3.4.2	Geteilter Resonator	25
3.5	Energieabhängigkeit des Bahnradius	29
3.6	Beschleunigungszeit und Folgefrequenz	31
3.6.1	Beschleunigungszeit und Resonatorteilung	33
3.7	Bucket-Volumen und Synchrotronfrequenz	35
3.7.1	Bucket-Volumen	35
3.7.2	Energiestreuung und Mindest-Spannung	36
3.7.3	Synchrotronfrequenz	38
4.	Hochfrequenzprogramme	39
4.1	Aufbau eines stationären Paketes	40
4.1.1	Spannungssprung	40
4.1.2	Iso-adiabatisches Spannungsprogramm	41
4.1.3	Lineares Spannungsprogramm	44
4.2	Beschleunigte Pakete	45
4.2.1	Aufbau eines beschleunigten Paketes	45
4.2.2	Frequenzprogramme	47
4.2.2.1	Beschleunigung mit optimalem Γ	48
4.2.3	Stabilität der Injektionsfrequenz	49

4.3	Zwischenspeicherung	50
4.3.1	Geeignete Zwischenspeicherenergien	51
4.3.2	Mittlerer Ausgangsstrom	52
4.3.3	Energiestreuung und Mindest-Spannung	54
4.4	Übergangsenergie	56
4.4.1	Adiabatizitätsgrenze	57
4.4.2	Abschätzung des Zeitbedarfes	58
4.5	Zeitbedarf und mittlerer Strom vorgegebener Programme	58
5.	Experimentelle Verwirklichung der Hochfrequenz-programme	64
5.1	Funktionsgenerator	65
5.2	Spannungs-Frequenz-Umsetzung	72
5.3	Regelkreis für das Amplitudenprogramm	76
5.3.1	Regeleinrichtung	76
5.3.2	Regelstrecke	77
5.3.3	Geschlossener Regelkreis	79
5.4	Beispiele für die Arbeitsweise des Hochfrequenz-Beschleunigungssystems	80
5.5	Schlußbemerkung	86
6.	Zusammenfassung	87
7.	Literaturverzeichnis	89

1. Einleitung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit Problemen der Hochfrequenzbeschleunigung bei einem FFAG (Fixed Field Alternating Gradient) - Elektronenbeschleuniger (Endenergie um 150 MeV) mit dem Ziel, für die verschiedenen Anwendungsfälle des Beschleunigers in bezug auf die Hochfrequenzbeschleunigung optimale Konstruktions- und Betriebsdaten zu erhalten.

Das FFAG-Prinzip wurde zunächst vor allem von der MURA (Midwestern Universities Research Association, USA) untersucht. Die Theorie zur Hochfrequenzbeschleunigung beim FFAG-Beschleuniger wurde von K.R. SYMON und A.M. SESSLER [1] innerhalb der MURA entwickelt und später von N. VOGT-NILSEN ergänzt und erweitert [2].

Zur Überprüfung theoretischer Voraussagen und um praktische Erfahrung beim Bau solcher Beschleuniger zu bekommen, wurden von der MURA zunächst ein 400 keV Elektronen-Beschleunigermodell vom Radialsektortyp [3] sowie ein 180 keV Elektronenmodell vom Spiralsektortyp [4] gebaut und untersucht. Im Anschluß hieran konstruierte die MURA ein 50 MeV Modell, auch für Elektronen und vom Radialsektortyp [5], ebenfalls geplant nur für Untersuchungen des Beschleunigerprinzips und nicht für kernphysikalische Versuche mit den beschleunigten Teilchen. Diese drei Modelle waren gedacht als Vorstufen für FFAG-Beschleuniger mit höherer Energie [6], [7]. Ein weiterer FFAG-Beschleuniger vom Radialsektortyp (Endenergie 25 - 30 MeV) befindet sich in der UDSSR im Bau [8]. Entwicklungsstudien zum Bau eines 100 MeV Radialsektor-Elektronenbeschleunigers bei CERN [9] wurden zugunsten eines Speicherringmodelles (Endenergie etwa 2 MeV) [10] aufgegeben, an dem verschiedene Untersuchungen zu Fragen der Hochfrequenzbeschleunigung und der Speicherung durchgeführt wurden [11]. Die bisher existierenden Modelle von FFAG-Beschleunigern sind nicht in allen ihren Konstruktionsmerkmalen und Parametern optimal ausgelegt, da natürlich zunächst einmal der experimentelle Existenzbeweis für die Möglichkeit der Beschleunigung nach dem FFAG-Prinzip erbracht werden mußte.

Ein FFAG-Beschleuniger im Energiebereich um 150 MeV wurde bisher noch nicht gebaut, weder als Modell noch für kernphysikalische Untersuchungen. Unter Berücksichtigung der schon vorliegenden Ergebnisse und Erfahrungen erscheint es daher angebracht, einen verhältnismäßig weiten Parameterbereich zu betrachten, um möglichst optimale Parameter für die Konstruktion eines Elektronenbeschleunigers nach dem FFAG-Prinzip im oben angegebenen Energiebereich zu erhalten. Der in der zusammenfassenden Untersuchung von W. HEINZ [12] zur Auswahl eines geeigneten Arbeitspunktes für einen solchen Beschleuniger betrachtete Parameterbereich wird daher im 3. Abschnitt dieser Arbeit daraufhin untersucht, wieweit diese Parameter sich auf die für die Hochfrequenzbeschleunigung bestimmenden Größen auswirken, da nicht notwendig ein in bezug auf Magnetfeld und Bahnstabilität optimaler Arbeitspunkt auch optimale Verhältnisse bei der Hochfrequenzbeschleunigung zur Folge hat.

Das hervorstechendste Merkmal des FFAG-Beschleunigerprinzips ist das zeitlich konstante Magnetfeld und damit die völlige Trennung zwischen den für stabile Umlaufbahnen sorgenden magnetischen Führungskräften einerseits und den für die Beschleunigung verantwortlichen Kräften andererseits. Innerhalb der Grenzwerte des Beschleunigers existiert zu jeder Zeit für jede Teilchenenergie ein passendes Führungsfeld. Durch die Entkopplung von Magnetfeld und Hochfrequenzbeschleunigung ist eine große Variabilität in der Beeinflussung der Teilchen während und am Ende der Beschleunigung möglich nur durch geeignete Wahl des Beschleunigungsprogramms. Mit zunehmender Energie der beschleunigten Teilchen ändert sich ihr Bahnradius und damit ihre Umlaufsfrequenz. Die Frequenz der Beschleunigungsspannung muß sich diesen Änderungen anpassen, um die Beschleunigung aufrechtzuerhalten, die Frequenz muß "programmiert" werden, d.h. nach einem festgelegten zeitlichen Plan ablaufen. Daneben ist auch eine zeitliche Änderung der Beschleunigungsamplitude, ein Amplitudenprogramm, notwendig und wünschenswert. Der im weiteren verwendete Begriff "Hochfrequenzprogramm" umfaßt daher die zeitlichen Veränderungen von Frequenz und Amplitude der Beschleunigungs-

spannung. Im 4. Abschnitt dieser Arbeit werden verschiedene Hochfrequenzprogramme untersucht, wobei auch das Problem der Intensitätssteigerung durch geeignete Zwischenspeicherung betrachtet wird.

Über Versuche zur experimentellen Verwirklichung der vorgeschlagenen Hochfrequenzprogramme wird im 5. Abschnitt berichtet.

Bei allen Überlegungen wurde neben den quantitativen Abschätzungen Wert auf Anschaulichkeit und Übersichtlichkeit in Form von graphischen Darstellungen und Tabellen gelegt, um die Einflüsse der jeweils untersuchten Parameter besser erkennen und diskutieren zu können.

Die speziell mit dem Hochfrequenz-Resonator zusammenhängenden Fragen werden an anderer Stelle behandelt [13], ebenso wird auf die mit der Energieabstrahlung der beschleunigten Elektronen verbundenen Probleme der Hochfrequenzbeschleunigung in der vorliegenden Arbeit nicht näher eingegangen.

2. Zusammenstellung verwendeter Formeln und Begriffe

Da schon an anderer Stelle [1], [2] die Theorie der Hochfrequenzbeschleunigung beim FFAG-Beschleuniger dargestellt wurde, sollen hier nur die im weiteren verwendeten Formeln und Begriffe, ohne ausführliche Ableitungen, zusammengestellt werden. Es wird dabei weitgehend die in [2] benutzte Schreibweise verwendet.

Die z-Komponente des magnetischen Führungsfeldes in der Symmetrie-Ebene eines FFAG-Beschleunigers hat die Form

$$B_z = B_o \left(\frac{r}{r_o}\right)^k f(\Theta) \quad . \tag{1}$$

Bei allen folgenden Berechnungen wird die Länge der Umlaufsbahn der Elektronen durch den Umfang eines Kreises mit dem maximalen Radius $r(0) =_{Def} R$ für $f(\Theta) = f(0) = 1$ angenähert. Der durch diese Näherung gemachte Fehler (für einen vorgegebenen Beschleuniger ist er konstant) bei der Berechnung der Umlaufsfrequenzen liegt in der Größenordnung von 3 % [12]. k ist der mittlere Feldindex. Die Größen B_o und r_o in Gl. (1) sind noch geeignet festzulegen; hier wird als Bezugspunkt im allgemeinen der zur Endenergie E_e (Maximal-Energie) gehörige Endradius R_e verwendet, so daß Gl. (1) für $\Theta = 0$ übergeht in

$$B_z(0) =_{Def} B = B_e \left(\frac{R}{R_e}\right)^k \quad . \tag{2}$$

Aus der Beziehung zwischen Elektronen-Impuls p und der magnetischen Induktion B

$$p = eB\rho \tag{3}$$

(ρ ist der Bahnkrümmungsradius) erhält man die Gleichung

$$B\,\frac{R}{C} = \frac{1}{0{,}3}(T^2 + 2TE_o)^{1/2} \quad , \tag{4}$$

wenn man B in kG (Kilo-Gauß), R in cm und T, E_o in MeV mißt. T ist die kinetische Energie der Elektronen und E_o ihre Ruheenergie. C heißt Umfangsfaktor. In obiger Näherung ist die Umlaufs-Kreisfrequenz Ω der Elektronen als Funktion ihrer

Energie durch Gl. (5) gegeben:

$$\frac{2\pi v}{L} \approx \frac{v}{R} = \mathrm{Def}^{\Omega} = \frac{v \cdot mc^2}{Rmc^2} = \frac{pc^2}{R \cdot E} \quad ; \tag{5}$$

E ist die Gesamtenergie und m die Masse der Elektronen.
c ist die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit.

Die Bewegungsgleichungen eines Elektrons unter dem Einfluß einer am Resonatorspalt (zur Form des Resonators siehe [13]) anliegenden Beschleunigungsspannung lassen sich aus folgender Hamilton-Funktion ableiten:

$$H(\phi, W, t) = \omega W - hE(W) - \frac{eU_o}{2\pi} \cos\phi \quad . \tag{6}$$

Es ist hierbei ω die Kreisfrequenz der Beschleunigungsspannung, U_o ihre Amplitude und ϕ die Phasenabweichung eines umlaufenden Elektrons gegenüber der Phase der h-ten Harmonischen der Spaltspannung ($h \gg 1$, ganzzahlig). Wird mit M gleichen Resonatoren beschleunigt, so ist an Stelle von U_o in allen Formeln der Wert MU_o einzusetzen ([2], Rep. 5). W ist die durch

$$W(E) = \int_{E_o}^{E} \frac{dE}{\Omega(E)} \tag{7}$$

definierte Energievariable. Die Bewegungsgleichungen sind durch die partiellen Ableitungen von Gl. (6) gegeben:

$$\dot{\phi} = \frac{\partial H}{\partial W} = \omega - h\Omega \tag{8}$$

$$\dot{W} = -\frac{\partial H}{\partial \phi} = -\frac{eU_o}{2\pi} \sin\phi \quad . \tag{9}$$

Um die mit der Hochfrequenzbeschleunigung zusammenhängenden Fragen (Größe der phasenstabilen Bereiche, Frequenz der Synchrotron-Schwingungen usw.) besser untersuchen zu können, ist es zweckmäßig, eine Koordinatentransformation durchzuführen, derart, daß nur die Abweichungen von den Koordinaten des sogenannten "stabilen" oder "synchronen" Teilchens betrachtet werden. Die synchrone Energievariable W_S wird defi-

niert durch

$$\Omega(W_S) = \Omega_S = \frac{\omega}{h} \quad . \tag{10}$$

Durch die kanonische Transformation

$$\phi^+ = \phi, \qquad W^+ = (W - W_S) \tag{11}$$

erhält man mit der Erzeugenden

$$S = \phi^+ \, (W - W_S) \tag{12}$$

unter der Voraussetzung, daß U_o, $\dot{\omega}$, Ω_S' zeitlich konstant sind, die neue Hamilton-Funktion

$$H^+(\phi^+, W^+) = \frac{\phi\dot{\omega}}{h\Omega_S'} - \frac{eU_o}{2\pi} \cos\phi \; - \frac{h\Omega_S'}{2} W^{+2} \tag{13}$$

und daraus die neuen Bewegungsgleichungen

$$\dot{\phi} = - h\Omega_S' \, W^+ \tag{14}$$

$$\dot{W}^+ = - \frac{\dot{\omega}}{h\Omega_S'} - \frac{eU_o}{2\pi} \sin\phi \quad , \tag{15}$$

dabei ist

$$\Omega_S' = {}_{Def}\frac{d\Omega}{dW}\Big/_S \quad . \tag{16}$$

Die Größen ϕ^+ und W^+ in Gl. (13) definieren einen 2-dimensionalen "Phasenraum" (Synchrotron-Phasenraum).
Es ist

$$\Omega' = \frac{d\Omega}{dW} = \frac{d\Omega}{dE}\frac{dE}{dW} = \frac{\Omega^2}{E} \cdot \frac{(k+1)\,E_o^2 - E^2}{(k+1)(E^2 - E_o^2)} \quad . \tag{17}$$

Ω' ist eindeutig durch die Konstruktionsdaten des Beschleunigers bestimmt, der durch die Größen k und R_e charakterisiert wird, denn es ist $\Omega = \Omega(R)$ nach Gl. (5) und $R = R(R_e)$ nach Gl. (2). Ω' wird auch "Beschleunigerfunktion" genannt.

An der Stelle $\Omega' = 0$ besteht kein eindeutiger Zusammenhang zwischen Umlaufsfrequenz und Energie der Elektronen, es existiert in diesem Punkt keine Phasenstabilität mehr (siehe unten). Die zu $\Omega' = 0$ gehörige Energie E_t heißt kritische oder Übergangsenergie (transition energy):

$$E_t = (k+1)^{1/2} E_o$$

$$T_t = (k+1)^{1/2} E_o - E_o \quad . \tag{18}$$

Beim Überschreiten der kritischen Energie wechselt das Vorzeichen von Ω'.

Die Energiezunahme des synchronen Teilchens ist nach Gl. (9) gegeben durch

$$\dot{W}_S = -\frac{eU_o}{2\pi} \sin \phi_S \overset{\text{Def.}}{=} -\frac{eU_o}{2\pi} r \quad (0 \leq r \leq 1) \ , \tag{19}$$

d.h. die maximale Energiezunahme je Umlauf erhält man für $r = 1$.

Die zeitliche Änderung der Umlaufsfrequenz des synchronen Teilchens bzw. der zeitliche Verlauf der Frequenz der Resonatorspannung als Funktion von r folgt aus Gl. (11) und (15) ($\dot{W}_S^+ = 0$):

$$|\dot{\omega}| = \frac{eU_o h |\Omega_S'|}{2\pi} \cdot r \quad . \tag{20}$$

Die Hochfrequenzprogramme (siehe Abschnitt 4) werden im wesentlichen durch den in Gl. (20) angegebenen Zusammenhang bestimmt.

Da die Hamilton-Funktion Gl. (13) nicht mehr explizit von der Zeit t abhängt, wird das Verhalten der Teilchen im Phasenraum durch Kurven $H^+ = \text{const.}$ beschrieben. Wie man aus der Diskussion des Kurvenverlaufes entnehmen kann [1], [2], sind diese Kurven zum Teil geschlossen. Sie enthalten dann jeweils den synchronen Phasenpunkt (ϕ_S, W_S) (auch stabiler Fixpunkt genannt). In der Umgebung des stabilen Fixpunktes lassen sich die Kurven im Phasenraum durch Ellipsen beschreiben. Die Kurve, die unter den gegebenen Verhältnissen

das größte Phasenraumvolumen umschließt, heißt Separatrix. Jenseits der Separatrix beschreiben die Phasenpunkte keine geschlossenen Bahnen mehr. Das von der Separatrix umschlossene Gebiet, in dem die Teilchen Schwingungen um den stabilen Fixpunkt herum ausführen (Synchrotron-Schwingungen), nennt man auch "bucket" oder "Paket". Bei Beschleunigung mit der h-ten Harmonischen der Umlaufsfrequenz treten auch h buckets auf. Das Volumen A aller h stabilen Bereiche, das sehr stark von der durch Γ bestimmten Phasenlage ($\Gamma = \sin \phi_S$) abhängt, ist gegeben durch:

$$A = 8 \left(\frac{2eU_o}{\pi h |\Omega_S'|}\right)^{1/2} \alpha(\Gamma) \quad . \tag{21}$$

Es ist üblich, A in MeV.s bzw. eV.s anzugeben. Die Funktion $\alpha(\Gamma)$ kann man numerisch berechnen. Sie ist in Abb. 1 aufgetragen. Näherungsweise wird sie dargestellt durch

$$\alpha(\Gamma) \approx (1 - \Gamma)^{1,7} \quad . \tag{22}$$

Diese Funktion ist ebenfalls in Abb. 1 eingetragen. Sie wird später für verschiedene Abschätzungen benötigt.

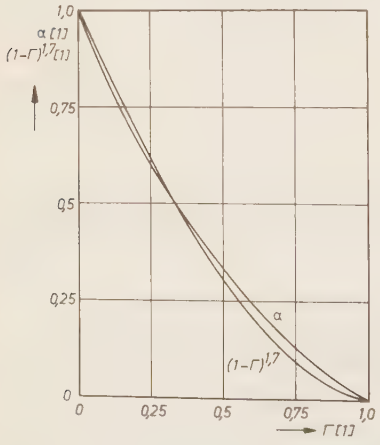


Abb. 1:
α als Funktion von Γ sowie die Näherungsfunktion $(1-\Gamma)1,7$. Die Funktion $\alpha(\Gamma)$ beschreibt die bucket-Volumenreduzierung bei Beschleunigung.

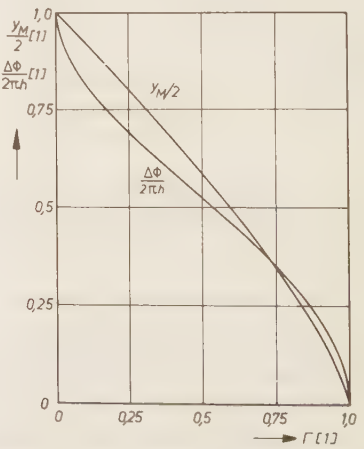


Abb. 2:
Die Funktion $\frac{y_M}{2}(\Gamma)$ sowie $\frac{\Delta\phi}{2\pi h}(\Gamma)$. $\frac{\Delta\phi}{2\pi h}$ ist die azimutale Breite des buckets.

Das bucket-Volumen und seine Änderung während der Beschleunigung sind für die Beurteilung des Wirkungsgrades des Beschleunigers wichtig, da nur die zu den stabilen Bereichen gehörigen Elektronen beschleunigt werden. Das durch $\Gamma = 0$ charakterisierte bucket nennt man auch stationäres bucket (nach Gl. (19) findet keine Beschleunigung statt).

Die Elektronen führen in den Paketen Energie- und Phasen-Schwingungen aus. Die Amplituden dieser Schwingungen sind durch die entsprechenden Werte auf der Separatrix bestimmt. Die der maximalen Höhe des Paketes (an der Stelle $\phi = \phi_S$) entsprechende Energiebreite ΔE ist gegeben durch:

$$\Delta E = \Omega_S \left(\frac{8eU_o}{\pi h |\Omega_S'|}\right)^{1/2} \frac{y_M}{2}(\Gamma) \quad . \tag{23}$$

Diese mit dem bucket-Volumen eng zusammenhängende Größe ist natürlich auch (über y_M) von Γ abhängig. $\frac{y_M}{2}(\Gamma)$ ist in Abb. 2 aufgetragen. Für $\Gamma = 0$ ist die mittlere Energiebreite $\overline{\Delta E}$ des buckets durch

$$\overline{\Delta E} = \frac{2}{\pi} \Delta E \tag{24}$$

bestimmt. Die maximale Ausdehnung $\frac{\Delta \phi}{2\pi h}$ des Paketes in bezug auf die Phase ist in Abhängigkeit von Γ in Abb. 2 dargestellt. Die Frequenz ν_p der Synchrotronschwingungen (in der Näherung für kleine Amplituden) wird bestimmt durch:

$$\nu_p = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{h|\Omega_S'|eU_o}{2\pi}\right)^{1/2} (1 - \Gamma^2)^{1/4} \quad . \tag{25}$$

Die Güte dieser Näherung ist, besonders im Bereich höherer Γ-Werte, recht gut (siehe [2], Report 2, Seite 24).

Bei der Aufstellung der Hamilton-Funktion Gl. (13) wurde die zeitliche Konstanz der Systemparameter U_o, $\dot{\omega}$ und Ω_S' als wesentliche Bedingung vorausgesetzt. Nun ist aber bei einer Beschleunigung über größere Energiebereiche, wie sie hier betrachtet wird, diese Bedingung keineswegs mehr erfüllt, zumindest die Änderungen von Ω_S' erstrecken sich über mehrere Größenordnungen; beim Übergang über die kritische Energie verschwindet Ω_S' sogar. Unter gewissen einschränkenden Bedin-

gungen für die zeitliche Änderung der erwähnten Systemparameter, insbesondere ihrer Änderungsgeschwindigkeit, behält jedoch Gl. (13) ihre Gültigkeit bei. Diese Bedingungen werden unter dem Begriff "adiabatische Variation der Parameter" zusammengefaßt.

Nach der Definition von A. SOMMERFELD [14] wird ein adiabatischer Prozeß durch folgende Merkmale charakterisiert:

1. Die Änderungen sollen unendlich langsam und reversibel erfolgen.
2. Die Änderungen sollen nicht die Koordinaten der Bewegung, sondern nur die Parameter des Systems, die bei der ursprünglichen Bewegung konstant blieben, betreffen.
3. Die Änderungen sollen unsystematisch, d.h. gegenüber den Bewegungsphasen des Systems ungeordnet sein.

Unter diesen idealisierenden Voraussetzungen bleiben die Phasenintegrale zeitlich konstant, d.h.

$$\frac{d}{dt} \oint W^+ \, d\phi = 0 \quad , \tag{26}$$

und es sind auch die aus Gl. (13) abgeleiteten Größen, insbesondere Gl. (20), (21) und (25) weiterhin für die Beschreibung des Systems verwendbar.

Ein Teil der Untersuchung in Abschnitt 4 beschäftigt sich mit der Frage, wie das Hochfrequenzprogramm einzurichten ist, damit die Beschleunigung adiabatisch verläuft und wie gut man mit Näherungen für adiabatisches Verhalten, besonders bei der Injektion und beim Übergang über die transition-Energie, auskommt. Ein Maß für die im adiabatischen Sinne zulässigen Änderungsgeschwindigkeiten der Systemparameter wird dabei die Frequenz der Synchrotronschwingungen sein.

Nach dem Satz von LIOUVILLE verhalten sich die Volumenelemente im Phasenraum wie eine inkompressible Flüssigkeit, d.h. ihre Dichte und ihr Volumen bleiben während der Bewegung im Phasenraum konstant. Für den Fall des (ϕ, W^+)-Phasenraumes besagt dieser Satz, daß das von einer Kurve $H^+ = \text{const.}$ im Synchrotronphasenraum umschlossene Volumen konstant bleibt. Sind außerdem noch die Voraussetzungen

für eine adiabatische Beschleunigung (siehe oben) gegeben, führt die Gültigkeit des Satzes von LIOUVILLE u.a. zu der Konsequenz, daß bei jeder Speicherung von buckets, ob bei einer Zwischenenergie oder bei der Endenergie, sich die Energiestreuungen (Gl. (23)) der in den buckets enthaltenen Elektronen addieren.
Wegen der Inkompressibilität des Phasenvolumens können die einzelnen buckets sich nicht überlappen, sondern nur aneinanderreihen. Sind z.B. die zur Beschleunigung injizierten Elektronen (Energiestreuung ΔE_i) gleichmäßig über den Umfang 2π verteilt, so ist das von ihnen eingenommene Phasenvolumen (es sei h = 1):

$$A_i = \Delta\phi \cdot \Delta W^+ = 2\pi \frac{\Delta E_i}{\Omega_i} . \qquad (27)$$

Die Speicherung n dieser Pakete bei der Energie E_2 benötigt daher ein Phasenvolumen

$$A_2 = nA_i = 2\pi \frac{\Delta E_2}{\Omega_2} = n\, 2\pi \frac{\Delta E_i}{\Omega_i} . \qquad (28)$$

Daraus ergibt sich die Energiestreuung ΔE_2:

$$\Delta E_2 = n\, \Delta E_i \frac{\Omega_2}{\Omega_i} . \qquad (29)$$

Ähnliche Überlegungen gelten für die Zunahme der radialen Strahlaufspreizung. Gl. (29) ist jedoch nur als Abschätzung der unteren Grenze der Energiestreuung zu verwenden, da auch noch Streuungen an Restgasatomen und Abweichungen von der Adiabatizität beim Hochfrequenzprogramm (z.B. beim Übergang über die transition-Energie) zur Energiestreuung der Elektronen im Beschleuniger beitragen können. Außerdem kann trotz adiabatischer Beschleunigung durch ungeschickte Wahl der Parameter U_o, $\dot{\omega}$ und Γ unnötiges, d.h. leeres bucket-Volumen beschleunigt werden und erheblich zur Energiestreuung beitragen (siehe Abschnitt 4).

Zur Beschreibung des Verhaltens der Elektronen in der Nähe der Übergangsenergie reichen die Gl. (14) und (15) nicht mehr aus. Die zu Gl. (13) führende Taylor-Entwicklung um die Stelle $W = W_S$ muß mindestens bis zu Größen 3. Ordnung

in W^+ weitergeführt werden. Unter der Voraussetzung, daß die zeitabhängigen Parameter $\dot{\omega}(t)$ und $U_o(t)$ den adiabatischen Bedingungen genügen, erhält man bei Vernachlässigung aller Größen höherer als der 3. Ordnung in W^+ die neue, ebenfalls nicht explizit von der Zeit abhängige Hamilton-Funktion

$$H^+(\phi,W^+) = \frac{\phi}{h\Omega_S'}\dot{\omega} - \frac{eU_o}{2\pi}\cos\phi - h\left(\frac{\Omega_S'}{2}W^{+2} + \frac{\Omega_S''}{6}W^{+3}\right) . \qquad (30)$$

Die neuen Bewegungsgleichungen lauten

$$\dot{\phi} = \frac{\partial H^+}{\partial W^+} = -h\Omega_S' W^+ - \frac{h\Omega_S''}{2}W^{+2} \qquad (31)$$

$$\dot{W}^+ = -\frac{\partial H^+}{\partial \phi} = -\frac{\dot{\omega}}{h\Omega_S'} - \frac{eU_o}{2\pi}\sin\phi . \qquad (32)$$

Der Diskussion der Kurven $H^+ = \text{const.}$ kann man entnehmen [1], [2], daß (im Grenzfall sogar bis zum Wert $W_S = W_t$) phasenstabile Bereiche (d.h. geschlossene Kurven) im Phasenraum existieren. Da die Kurve $\Omega(W)$ in der Umgebung von W_t als symmetrisch betrachtet wird, erhält man auch bei der Kurvendiskussion zu W_t symmetrisch liegende Pakete, deren Volumen bei Annäherung von W_S an W_t zunächst solange zunimmt, bis ihre Separatrizen zusammenfallen (in [2], Report 3 mit "kritischem Wert" bezeichnet). Danach nimmt das bucket-Volumen ab, bis es für $W_S = W_t$ in einen Punkt ausartet. Die Untersuchung des bucket-Verhaltens in der Nähe der transition-Energie läßt mehrere Möglichkeiten erkennen, trotz Verlustes der Phasenstabilität für $W_S = W_t$ doch noch Elektronen mit einem guten Wirkungsgrad über diese Stelle hinwegzubeschleunigen. Einige der möglichen zugehörigen Hochfrequenzprogramme werden in Abschnitt 4 untersucht.

3. Beziehungen zwischen den Parametern des Arbeitspunktes und den Kenngrößen der Hochfrequenzbeschleunigung

Unter "Arbeitspunkt" soll hier die Gruppe von Zahlenwerten einiger für die Konstruktion des Beschleunigers charakteristischer Parameter verstanden werden, insbesondere die Werte für die Injektionsenergie T_i, Endenergie T_e, Endradius R_e, Feldindex k, maximale Induktion B_e und Umfangsfaktor C. Folgende Parameterbereiche werden in ihrem Einfluß auf einige mit der Hochfrequenzbeschleunigung zusammenhängenden Größen betrachtet:

$$0{,}1 \ldots T_i \ldots 20 \text{ MeV} \qquad 6 \ldots k \ldots 16$$
$$50 \ldots T_e \ldots 200 \text{ MeV} \qquad 4 \ldots B_e \ldots 16 \text{ kG}$$
$$200 \ldots R_e \ldots 450 \text{ cm} \qquad 20 \ldots R_e/C \ldots 100 \text{ cm}.$$

Diese Wertebereiche werden durch die Untersuchungen von W. HEINZ [12] nahegelegt. Häufig benutzte "Standard-Werte" sind: T_i = 0,2 MeV, T_e = 150 MeV, R_e = 350 cm, k = 8. Durch geeignete Normierung wurde versucht, die Zahl der zu betrachtenden Parameter einzuschränken und damit die Übersichtlichkeit zu erhöhen. Die Angabe von Extremwerten, die sich aus obigen Parameterbereichen für die verschiedenen Funktionen ergeben, soll ebenfalls dazu beitragen.

In allen mit der Energie der Elektronen zusammenhängenden Darstellungen wird immer ihre kinetische Energie T und nicht ihre Gesamtenergie $E = T + E_o$ angegeben.

3.1 Maximale Induktion und Endenergie

Ist die kinetische Energie T der Elektronen groß gegenüber der Elektronen-Ruheenergie E_o (E_o = 0,511 MeV), so folgt aus Gl. (4) folgender Zusammenhang zwischen Endenergie T_e und der zugehörigen maximalen Induktion B_e:

$$T_e = 0{,}3\, B_e\, R_e/C\,, \qquad (4a)$$

wenn T_e in MeV, B_e in kG und R_e in cm gemessen wird. Die Funktion Gl. (4a) ist in Abb. 2 für zehn Werte R_e/C aufgetragen.

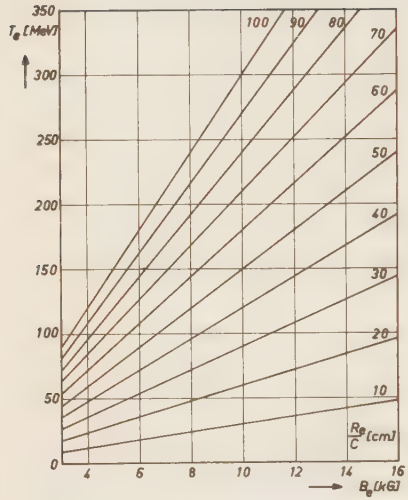


Abb. 3:

Endenergie T_e als Funktion der maximalen Induktion B_e nach Gl. (4a). Parameter: R_e/C (R_e: Endradius, C: Umfangsfaktor)

Falls aus technologischen Gründen die maximal erreichbare Induktion vorgegeben ist, kann man der Darstellung sofort die mit verschiedenen R_e/C-Werten erreichbaren Endenergien entnehmen. Ist andererseits aus physikalischen Überlegungen heraus auch die Endenergie vorgegeben, folgt zwangsläufig der zugehörige Wert von R_e/C, wobei zunächst noch R_e oder C frei wählbar sind. Die oben angegebenen "Standard-Werte" T_e = 150 MeV und R_e = 350 cm führen z.B. bei einer maximalen Induktion von 10 kG zum Wert C = 7.

3.2 Umlaufsfrequenzen und Frequenzbereiche

Die Umlaufs-Kreisfrequenz Ω der Elektronen ist nach Gl. (5) gegeben durch die Beziehung

$$\Omega = \frac{v}{R} = c \cdot \frac{\beta}{R} \quad ; \qquad (5a)$$

β ist das Verhältnis von Teilchengeschwindigkeit zu Lichtgeschwindigkeit. Durch Kombination von Gl. (2) und (4) erhält man für den Bahnradius R:

$$R = \left[\frac{R_e^{\,k}.C}{B_e.0{,}3}\,(T^2 + 2E_oT)^{1/2}\right]^{1/k+1} \quad . \qquad (33)$$

R ist hier außer von T und k noch abhängig von R_e, B_e und C. Da hier immer $T_e \gg E_o$ ist, folgt mit Hilfe von Gl. (4a) in guter Näherung für R:

$$R = R_e\left[\frac{1}{T_e}\,(T^2 + 2E_oT)^{1/2}\right]^{1/k+1} \quad . \qquad (33a)$$

Damit können die Parameter B_e und C von allen weiteren Betrachtungen ausgeschlossen werden. Die Umlaufsfrequenz Ω ist dann neben T noch eine Funktion von T_e, R_e und k.

In Abb. 4 sind für den Wert k = 8 die Umlaufsfrequenz $f = \Omega/2\pi$ als Funktion der Energie T aufgetragen für fünf

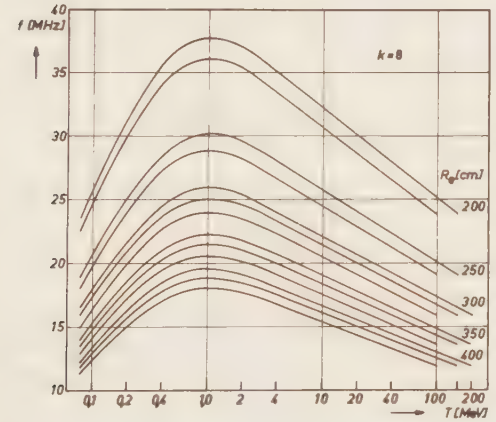


Abb. 4:
Umlaufsfrequenz $f = \Omega/2\pi$ als Funktion der Energie T nach Gl. (5a). Parameter: Endradius R_e und Endenergie T_e, k = 8.

Werte des Endradius R_e zwischen 200 und 400 cm sowie für je 3 Werte der Endenergie T_e (T_e = 100, 150 und 200 MeV). Bei R_e = 200 und 250 cm wurde die Kurve für T_e = 200 MeV weggelassen, da sie bei vorgegebenem C-Wert [12] zu unrealistisch hohen Induktionswerten B_e führen würde (ebenso in Abb. 6).

Die Lage des Frequenzbereiches und des absoluten Frequenzhubes ändert sich bei festem Endradius relativ wenig mit der Endenergie.

Wesentlich stärker ist die Änderung des Frequenzbereiches und des absoluten Frequenzhubes bei der Variation des Endradius. Sowohl Ω_t als auch Ω_e sind nach Gl. (5a) proportional zu 1/R (in der Näherung $\beta = 1$; für k = 8 ist T_t = 1,021 MeV und β_t = 0,94). Bei der Diskussion über eine mögliche Beschleunigung mit höheren Harmonischen (h > 1) und der Festlegung des Endradius ist diese Abhängigkeit zu beachten. Der Bandbreitenbedarf ist unabhängig von h (siehe 3.3); der Aufwand an installierter Hochfrequenzleistung zur Erzeugung entsprechender Beschleunigungsspannnungen bei der geforderten Bandbreite nimmt wegen des geringeren Röhrenwirkungsgrades mit höheren Frequenzen erheblich zu [13], ebenso wachsen die technischen Schwierigkeiten bei der Konstruktion des Resonators. Diese Gründe sprechen für die Wahl eines möglichst großen Endradius, Andererseits nimmt die Beschleunigungszeit etwa linear mit R_e zu und entsprechend die mögliche Folgefrequenz und der mittlere Ausgangsstrom des Beschleunigers ab (siehe 3.6)!

Die Frequenzen f_i, f_t und f_e sind wichtige Parameter für die Konstruktion des Hochfrequenzprogrammes. In Abb. 5 ist die

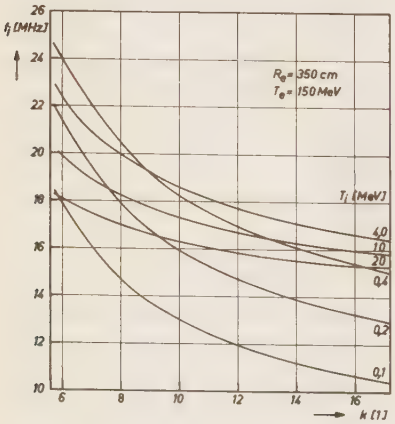


Abb. 5:

Injektionsfrequenz $f_i = \Omega_i/2\pi$ als Funktion des Feldindex k für je 3 Injektionsenergien T_i unterhalb und oberhalb der Übergangsenergie nach Gl. (5a); T_e = 150 MeV, R_e = 350 cm.

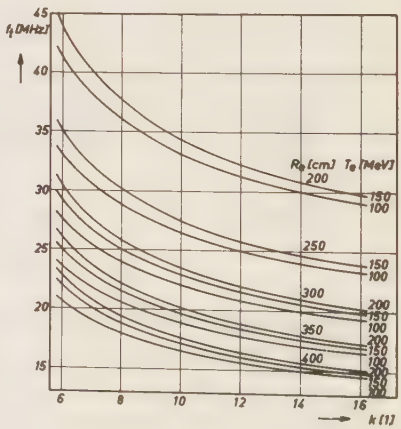


Abb. 6:

Maximale Umlaufsfrequenz $f_t = \Omega_t/2\pi$ als Funktion des Feldindex k nach Gl. (5a). Parameter: Endenergie T_e und Endradius R_e.

Injektionsfrequenz $f_i = \Omega_i/2\pi$ in Abhängigkeit vom Feldindex k dargestellt für 2 Gruppen von Injektionsenergien (unterhalb und oberhalb der transition-Energie) (T_e = 150 MeV, R_e = 350 cm).

In Abb. 6 ist als Funktion von k die maximale Umlaufsfrequenz $f_t = \Omega_t/2\pi$ aufgetragen für verschiedene Werte T_e und R_e. Es wird ein Frequenzbereich von etwa 15 bis 45 MHz erfaßt. Die Umlaufsfrequenz nimmt mit wachsendem R_e und k ab.

Umlaufsfrequenz $f_e = \Omega_e/2\pi$ und Umlaufszeit $\tau_e = 1/f_e$ als Funktion des Endradius R_e sind in Abb. 7 eingetragen. Die

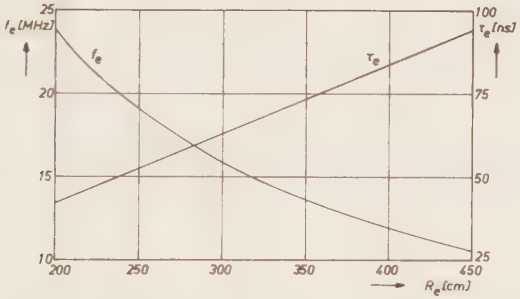


Abb. 7: Umlaufsfrequenz $f_e = \Omega_e/2\pi$ und Umlaufszeit τ_e als Funktion des Endradius R_e nach Gl. (5a).

Umlaufsfrequenz der Elektronen beim Endradius ist proportional zu $1/R_e$. Dieser Zusammenhang läßt es als sinnvoll erscheinen, im weiteren Verlauf mit Ω_e bzw. R_e zu normieren und nicht etwa mit den Werten Ω_t oder Ω_i. Die relative Umlaufsfrequenz Ω/Ω_e ist dann gegeben durch:

$$\frac{\Omega}{\Omega_e} = \frac{\beta}{(R/R_e)} \quad . \tag{5b}$$

Ersetzt man in Gl. (5b) R/R_e nach Gl. (33a), hängt Ω/Ω_e explizit nur noch von T, T_e und k ab. Abb. 8 zeigt Ω/Ω_e als Funktion von T mit dem Parameter k (T_e = 150 MeV) und Abb. 9 die gleiche Funktion in Abhängigkeit von T_e (k = 8). Außerdem sind dort zwei extreme Parameterkombinationen (T_e = 50 MeV, k = 16 und T_e = 200 MeV, k = 6) eingezeichnet.

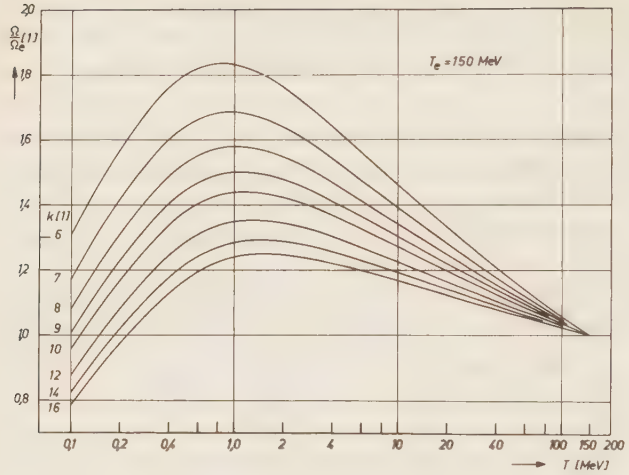


Abb. 8: Relative Umlaufsfrequenz Ω/Ω_e als Funktion der Energie T nach Gl. (5b) und (33a). Parameter: Feldindex k; T_e = 150 MeV.

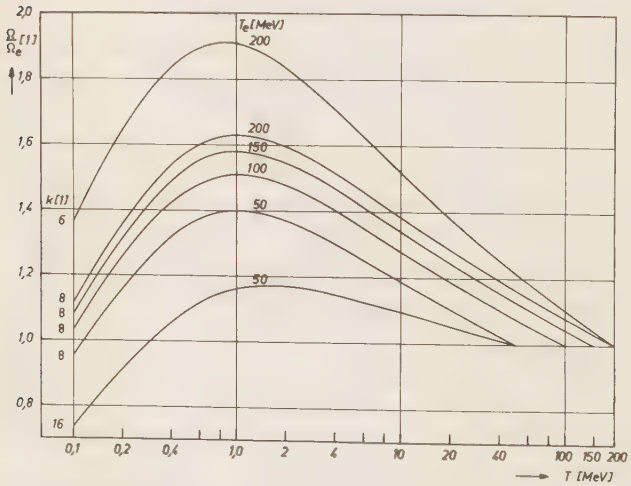


Abb. 9: Relative Umlaufsfrequenz Ω/Ω_e als Funktion der Energie T nach Gl. (5b) und (33a). Parameter: Endenergie T_e und Feldindex k.

Für den größten Teil der Beschleunigungszeit ist $\Omega/\Omega_e > 1$; bei höheren k-Werten und genügend niedriger Einschußenergie wird $\Omega/\Omega_e < 1$.

3.3 Mittenfrequenz und notwendige Bandbreite

Die Anforderungen an den Resonator von seiten der Hochfrequenzbeschleunigung werden charakterisiert durch die Angabe von Mittenfrequenz und notwendiger Bandbreite.

3.31 Mittenfrequenz

Die relative Mittenfrequenz Ω_m/Ω_e des Beschleunigungsresonators bei Beschleunigung von der Energie T bis zur Endenergie T_e ist durch folgende Beziehungen gegeben, je nachdem ob T unter- oder oberhalb der Übergangsenergie liegt:

$$\frac{\Omega_m}{\Omega_e} = \frac{\Omega_t/\Omega_e + \Omega/\Omega_e}{2} \quad \text{für } \Omega < \Omega_e \quad \text{und} \quad T < T_t \,,$$

$$\frac{\Omega_m}{\Omega_e} = \frac{\Omega_t/\Omega_e + 1}{2} \quad \text{für } \Omega > \Omega_e \quad \text{und} \quad T < T_t \,, \qquad (34)$$

$$\frac{\Omega_m}{\Omega_e} = \frac{\Omega/\Omega_e + 1}{2} \quad \text{für } \Omega > \Omega_e \quad \text{und} \quad T > T_t \,.$$

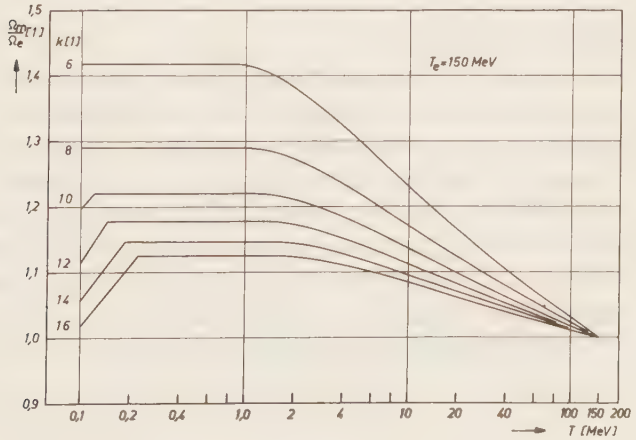


Abb. 10: Relative Mittenfrequenz Ω_m/Ω_e des Beschleunigungsresonators bei Beschleunigung von T bis T_e als Funktion der Energie T nach Gl. (34). Parameter: Feldindex k; Endenergie T_e = 150 MeV.

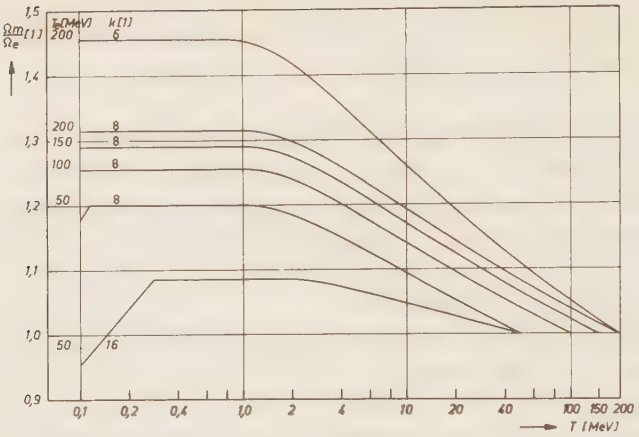


Abb. 11: Relative Mittenfrequenz Ω_m/Ω_e des Beschleunigungsresonators bei Beschleunigung von T bis T_e als Funktion der Energie T nach Gl. (34). Parameter: Endenergie T_e und Feldindex k.

In Abb. 10 und 11 ist die relative Mittenfrequenz als Funktion von T für verschiedene Werte der Endenergie T_e und des Feldindex k dargestellt. In Verbindung mit Abb. 7 lassen sich daraus die absoluten Mittenfrequenzen berechnen.

3.3.2 Notwendige Bandbreite

Die notwendige Bandbreite des Resonators ergibt sich aus der Variation der Umlaufsfrequenz Ω der Elektronen zwischen Injektions- und Endenergie (siehe Abb. 8 und 9). Der Zusammenhang zwischen Resonatorfrequenz ω und Umlaufsfrequenz Ω ist durch Gl. (10) bestimmt. Die relative Bandbreite ist unabhängig von der Harmonischen h. Die zur Beschleunigung von T bis T_e notwendige relative Bandbreite $\delta\Omega$ ergibt sich aus folgenden Beziehungen, je nach der Lage von T in bezug auf die transition-Energie:

$$\delta\Omega = \frac{\Omega_t - \Omega}{\Omega_m} \qquad \text{für } \Omega < \Omega_e \text{ und } T < T_t \,,$$

$$\delta\Omega = \frac{\Omega_t - \Omega_e}{\Omega_m} \qquad \text{für } \Omega > \Omega_e \text{ und } T < T_t \,, \qquad (35)$$

$$\delta\Omega = \frac{\Omega - \Omega_e}{\Omega_m} \qquad \text{für } \Omega > \Omega_e \text{ und } T > T_t \,.$$

Für Ω_m sind die entsprechenden Werte nach Gl. (34) einzusetzen. In Abb. 12 und 13 ist $\delta\Omega$ nach Gl. (35) als Funktion von T für verschiedene Werte der Endenergie T_e und des Feldindex k aufgetragen. Auffallend an den Kurven ist die starke Zunahme der Bandbreite unterhalb von etwa T = 0,2 MeV bei höheren k-Werten im Bereich $\Omega < \Omega_e$ (siehe auch Abb. 8 bis 11). Für k = 16 beträgt z.B. die Bandbreite $\delta\Omega$ = 25 % bei $T_i \approx 0{,}2$ MeV und 46 % bei T_i = 0,1 MeV. Da die geforderte Bandbreite des Resonators weitgehend den Bedarf an Hochfrequenzleistung bestimmt (bei vorgegebener Beschleunigungsamplitude U_o, siehe [13] und 3.4), sollte man die Injektionsenergie mindestens so hoch wählen, daß $\Omega_i \gg \Omega_e$ ist. Aber selbst bei den "Standard-werten" T_i = 0,2 MeV, T_e = 150 MeV und k = 8 hat $\delta\Omega$ noch den recht hohen Wert von 0,45. Bei Injektionsenergien unterhalb der transition-Energie ist eine Verkleinerung der notwendigen Bandbreite nur durch die Wahl eines höheren k-Wertes möglich. Beim Übergang von k = 8 auf k = 10 nimmt der Bandbreitenbedarf um 20 % von $\delta\Omega$ = 0,45 auf 0,36 ab. Eine andere Möglichkeit, $\delta\Omega$ zu verkleinern, ist die Wahl einer Injektionsenergie oberhalb der Übergangsenergie. Bezogen auf die "Standard-Werte" ist der Bandbreitenbedarf bei T_i = 4,0 MeV um etwa 16 % und bei T_i = 10 MeV um etwa 36 % geringer. Der Einfluß der Endenergie auf die relative Bandbreite ist gering. Eine Änderung von T_e = 150 MeV um -50 MeV / +50 MeV ergibt nach Abb. 13 nur eine Bandbreitenänderung von -11 % / +6,6 % (T_i = 0,2 MeV, k = 8).

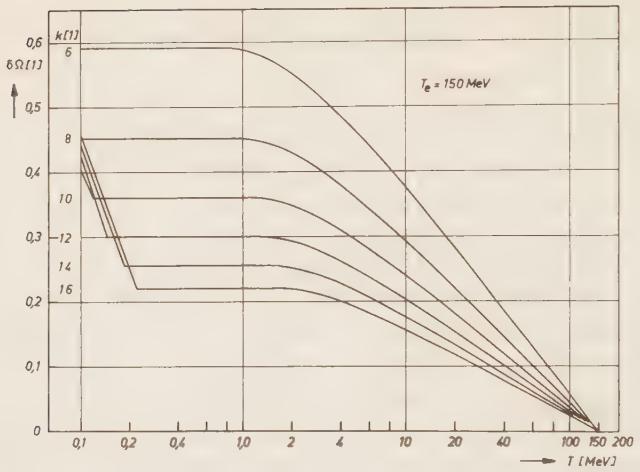


Abb. 12: Notwendige relative Bandbreite δΩ des Beschleunigungsresonators bei Beschleunigung von T bis T_e als Funktion der Energie T nach Gl. (35). Parameter: Feldindex k; T_e = 150 MeV.

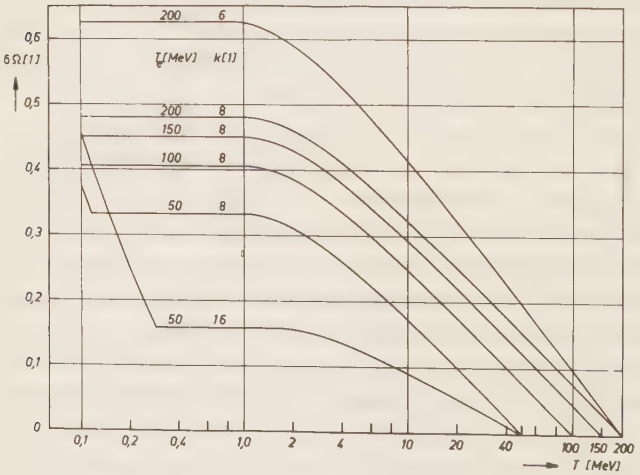


Abb. 13: Notwendige relative Bandbreite δΩ des Beschleunigungsresonators bei Beschleunigung von T bis T_e als Funktion der Energie T nach Gl. (35). Parameter: Endenergie T_e und Feldindex k.

3.4 Relativer HF-Leistungsbedarf

3.4.1 Ungeteilter Resonator

Beim hier betrachteten Resonatortyp [13] handelt es sich um ein flaches $\lambda/4$-System zum Einbau innerhalb der Vakuumkammer des Beschleunigers. Bei der Abschätzung des relativen Leistungsbedarfes wird folgende Voraussetzung gemacht: Die Amplitude U_o der Beschleunigungsspannung soll auch bei beliebiger Resonatorteilung konstant und jeweils gleich der Spannung am ungeteilten Resonator, konstant über das Radiusintervall und unabhängig von der Beschleunigungsfrequenz sein. Die Wechselwirkung der umlaufenden Elektronen mit dem Resonator wird hier sowie im folgenden Abschnitt vernachlässigt.

Unter der Annahme, daß die relative HF-Leistung P zur Erzeugung von U_o proportional der notwendigen relativen Bandbreite $\delta\Omega$ (nach Gl. (35)) des Resonators ist und daß P proportional dem relativen Radiusintervall δR bzw. der Spaltlänge ist, wird eine Abschätzung des relativen HF-Leistungsbedarfes durchgeführt. Man kann dann schreiben (P in relativen Einheiten):

$$P = \delta\Omega \cdot \delta R = \delta\Omega(1 - R/R_e) \quad . \tag{36}$$

P ist danach ein Maß für d i e HF-Leistung, die notwendig ist, um ein Elektron der Energie T bis zur Endenergie T_e zu beschleunigen. In den Abb. 14 und 15 ist P nach Gl. (36) als Funktion von T für verschiedene Werte T_e und k aufgetragen. Der Einfluß des Feldindex k auf den relativen Leistungsbedarf ist bei kleinen Energien erheblich. Bezogen auf die "Standard-Werte" ändert sich P beim Übergang von k = 8 auf k = 6 bzw. k = 10 um +55 % bzw. -31 %. Unterhalb der transition-Energie und für $\Omega_i > \Omega_e$ ist die Änderung von P mit der Energie gering; für T_i = 4,0 MeV nimmt P jedoch um 42 % und für T_i = 10 MeV sogar um 72 % gegenüber dem Wert bei T_i = 0,2 MeV ab (T_e = 150 MeV, k = 8). Wie man Abb. 15 entnimmt, ist demgegenüber der Einfluß der Endenergie, wie auch schon bei der Diskussion der Bandbreite festgestellt wurde,

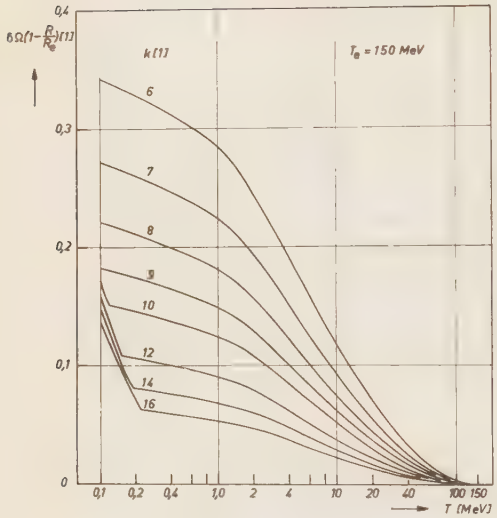


Abb. 14:

Relativer HF-Leistungsbedarf nach Gl. (36) als Funktion von T. Parameter: Feldindex k; T_e = 150 MeV.

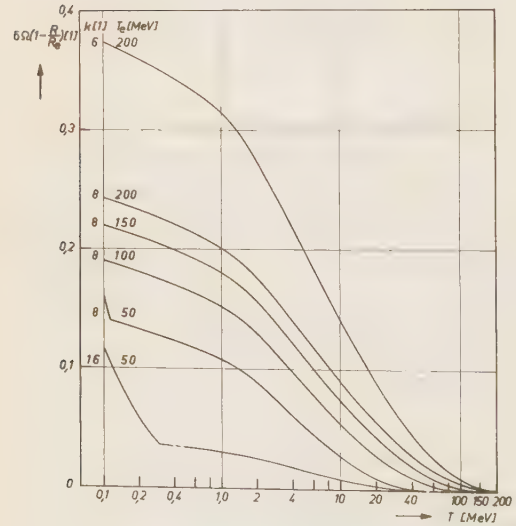


Abb. 15:

Relativer HF-Leistungsbedarf nach Gl. (36) als Funktion von T. Parameter: Endenergie T_e und Feldindex k.

relativ gering. Bei Änderung von T_e = 150 MeV um -50 MeV/+50 MeV ändert sich P um -14 %/+11 % (T_i = 0,2 MeV, k = 8).

3.4.2 Geteilter Resonator

Eine Zweiteilung des Resonators kann sowohl im Hinblick auf einen möglichen Leistungsgewinn als auch für eine Zwischenspeicherung der Elektronen wünschenswert sein. Die im folgenden benutzten Größen T_s, R_s und Ω_s beziehen sich auf die Resonatorteilungsstelle. Einer Teilung an der Stelle $T = T_s$ entsprechen die den beiden Teilresonatoren zugeordneten relativen Radiusintervalle

$$\delta R_1 = \frac{R_s - R_1}{R_e} , \qquad \delta R_2 = (1 - \frac{R_s}{R_e}) . \tag{37}$$

Der Index 1 bezieht sich also immer auf d e n Resonatorteil, der dem Energiebereich unterhalb T_s zugehört und der Index 2 gilt für den Bereich oberhalb T_s.

Unter den für Gl. (36) gemachten Voraussetzungen sind die für die Teilresonatoren benötigten HF-Leistungen P_1 und P_2 (gemessen in relativen Einheiten) gegeben durch

$$P_1 = \delta\Omega_1 . \delta R_1 , \qquad P_2 = \delta\Omega_2 . \delta R_2 . \tag{38}$$

$\delta\Omega_1$ und $\delta\Omega_2$ berechnet sich nach Gl. (35). Im allgemeinen ist $P_1 + P_2 \neq P$, wobei P der Leistungsbedarf des ungeteilten Resonators ist.

Zur Berechnung der im zeitlichen Mittel aufzubringenden HF-Leistung $\overline{P}$ wird in Ergänzung der in Abschnitt 3.41 über die Spaltspannungen gemachten Voraussetzungen folgendes angenommen:

1. Der Energiegewinn der Elektronen je Umlauf soll konstant während der gesamten Beschleunigungszeit sein (Γ = const). Der Energieverlust durch Synchrotronstrahlung wird vernachlässigt.
2. Die Zeiten für Injektion und notwendige Umstellungen im Hochfrequenzprogramm sollen vernachlässigbar klein gegenüber der für die Beschleunigung benötigten Zeit sein.

Die relativen Tastzeiten δt_j für die einzelnen Teilresonatoren sind dann proportional den zugehörigen (auf die Endenergie bezogenenen) relativen Energieintervallen δT_j, und die mittlere HF-Leistung $\overline{P}$ ist

$$\overline{P} = \frac{\sum_j P_j \delta t_j}{\sum_j \delta t_j} = \frac{\sum_j \delta\Omega_j \delta R_j \delta T_j}{\sum_j \delta T_j} = \frac{\sum_j \delta\Omega_j \delta R_j \delta T_j}{(1-T_i/T_e)} \quad . \tag{39}$$

In Abb. 16 ist $\overline{P}/P$ als Funktion von $\delta\Omega_2/\delta\Omega$ aufgetragen für drei Injektionsenergien (T_i = 0,2, 0,4 und 4,0 MeV) (T_e = 150 MeV, k = 8). $\delta\Omega$ ist die notwendige relative Bandbreite des ungeteilten Resonators. Man erhält einen minimalen mittleren Leistungsbedarf von etwa 20 % gegenüber dem ungeteilten Resonator ($\delta\Omega_2$ = 0). Das Optimum liegt bei $\delta\Omega_2/\delta\Omega$ = 0,35 und ist unabhängig von der Injektionsenergie. Für das optimale Teilungsverhältnis sowie für den Wert $\delta\Omega_2/\delta\Omega$ = 0,5 sind die zugehörigen Zwischenenergien T_s in Tab. 1 eingetragen.

T_i [MeV]	0,2	0,4	4,0	
T_s [MeV]	35,5	35,5	44,5	($\delta\Omega_2/\delta\Omega$ = 0,35)
T_s [MeV]	19,2	19,2	26,5	($\delta\Omega_2/\delta\Omega$ = 0,50)

Tab. 1: Zwischenenergien T_s für das optimale Resonatorteilungsverhältnis $\delta\Omega_2/\delta\Omega$ = 0,35 sowie $\delta\Omega_2/\delta\Omega$ = 0,5 (vgl. Abb. 16).

Bei einem Beschleunigungsprogramm mit n-facher Wiederholung des 1. Beschleunigungsabschnittes und anschließender Beschleunigung bis zur Endenergie T_e ist eine Verschiebung des Optimums aus Abb. 16 zu höheren Werten $\delta\Omega_2/\delta\Omega$ (d.h. zu kleineren Energien T_s) mit wachsendem n zu erwarten. Die mittlere HF-Leistung $\overline{P}$ bei Resonatorzweiteilung in Abhängigkeit von n berechnet sich bei sonst gleichen Voraussetzungen und Definitionen wie bisher nach der Formel

$$\overline{P} = \frac{n \cdot \delta\Omega_1 \delta R_1 \delta T_1 + \delta\Omega_2 \delta R_2 \delta T_2}{n \cdot \delta T_1 + \delta T_2} \tag{40}$$

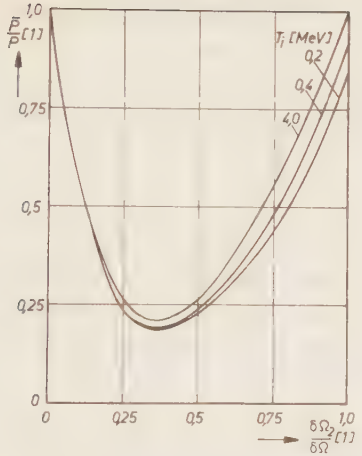


Abb. 16:

Mittlerer normierter HF-Leistungsbedarf bei Resonatorzweiteilung als Funktion der normierten Bandbreite des 2. Teilresonators. Parameter: T_1; T_e = 150 MeV, k = 8. Tastzeit der Teilresonatoren proportional dem zugehörigen Energieintervall; zweistufiges Beschleunigungsprogramm ohne Wiederholungen (Gl. (39)).

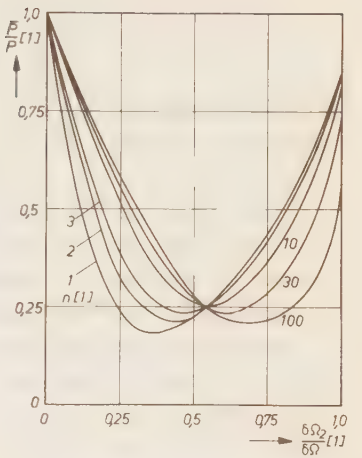


Abb. 17:

Mittlerer normierter HF-Leistungsbedarf bei Resonatorzweiteilung als Funktion der normierten Bandbreite des 2. Teilresonators. Parameter: n; T_1 = 0,2 MeV, T_e = 150 MeV, k = 8. Tastzeit der Teilresonatoren proportional dem zugehörigen Energieintervall. Beschleunigungsprogramm mit n-facher Wiederholung des 1. Abschnittes.

In Abb. 17 ist $\bar{P}/P$ als Funktion von $\delta\Omega_2/\delta\Omega$ für 6 Werte von n dargestellt (T_1 = 0,2 MeV, T_e = 150 MeV, k = 8). Die Höhe der Optima ist nur wenig von n abhängig; ihre Lage in bezug auf $\delta\Omega_2/\delta\Omega$ sowie die zugehörigen Zwischenenergien T_s können der Tabelle 2 entnommen werden.

n [1]	1	2	3	10	30	100
$\delta\Omega_2/\delta\Omega$ [1]	0,35	0,45	0,47	0,55	0,60	0,67
T_s [MeV]	35,5	23,0	21,3	15,5	12,5	9,2

Tab. 2: Zwischenenergien T_s in Abhängigkeit von n jeweils für optimale Resonatorteilungsverhältnisse $\delta\Omega_2/\delta\Omega$. Beschleunigungsprogramm mit n-facher Wiederholung des 1. Abschnittes (vgl. Abb. 17).

Die Eignung der verschiedenen hier ermittelten in bezug auf kleinsten HF-Leistungsbedarf optimalen Energiezwischenwerte T_s wird in Abschnitt 4 untersucht.

Der Einfluß des Feldindex k auf den Leistungsgewinn bei Resonatorteilung wurde für die durch Gleichung

$$\Omega_s(T_s) = \Omega_i \qquad (T_i < T_t \text{ und } \Omega_e < \Omega_i < \Omega_t) \qquad (41)$$

definierten Resonatorteilungen berechnet. In Abb. 18 ist $\bar{P}/P$ ($\bar{P}$ nach Gl. (39), P ist der Leistungsbedarf des ungeteilten Resonators) in Abhängigkeit von k aufgetragen (Parameter T_i). Man erhält wieder einen minimalen mittleren Leistungsbedarf von etwa 20 % gegenüber dem ungeteilten Resonator

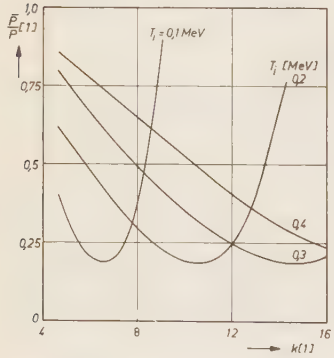


Abb. 18:

Mittlerer normierter HF-Leistungsbedarf bei Resonatorzweiteilung (bezogen auf den Leistungsbedarf des ungeteilten Resonators) als Funktion des Feldindex k nach Gl. (39). Parameter: Injektionsenergie T_i. Resonatorteilung nach Gl. (41).

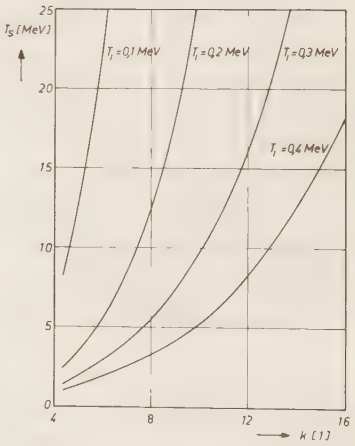


Abb. 19:

Zwischenenergie T_s nach Gl. (41) als Funktion des Feldindex k. Parameter: Injektionsenergie T_i.

($\delta\Omega_2 = 0$). Die sich aus der Teilungsvorschrift Gl. (41) ergebenden Zwischenenergien T_s sind in Abb. 19 als Funktion von k dargestellt (Parameter T_i).

3.5 Energieabhängigkeit des Bahnradius

Nach Gl. (33a) besteht für feste Werte des Feldindex k und der Endenergie T_e ein eindeutiger Zusammenhang zwischen dem Bahnradius R und der Teilchenenergie T. Das Radiusintervall $R_e - R_i$ bestimmt die Ausmaße der Vakuumkammer, die Länge des Resonatorspaltes sowie die Mindestlänge des nutzbaren Magnetfeldes und damit, teilweise auch die Magnetleistung. Die Grundfläche des für Hilfseinrichtungen (Injektor, Pumpen, Sonden usw.) zur Verfügung stehenden Beschleuniger-Innenraumes ist proportional zu R_i^2. In Abb. 20 und 21 ist der auf den Endradius bezogene Bahnradius sowie das normierte Radiusintervall als Funktion der Teilchenenergie für verschiedene Werte von k und T_e aufgetragen. Die relative Änderung des Injektionsradius beim Übergang von T_i = 0,2 MeV auf 0,4 MeV beträgt nur +2,5 % (T_e = 150 MeV, k = 8); bei einem Endradius von 350 cm entspricht das einer absoluten Änderung des Injektionsradius von etwa 5 cm. Die nachträgliche Änderung der Injektionsenergie in dieser Größenordnung beim fertigen Beschleuniger müßte daher ohne größere Umbauten der Injektionsstrahlführung möglich sein und sollte

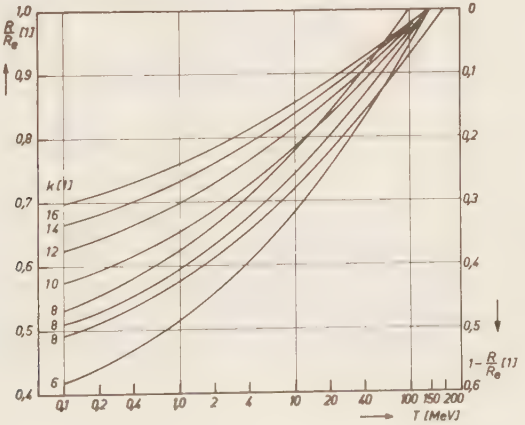


Abb. 20: Normierter Bahnradius R/R_e sowie Radiusintervall $(1 - R/R_e)$ als Funktion der Teilchenenergie T nach Gl. (33a). Parameter: Endenergie T_e und Feldindex k.

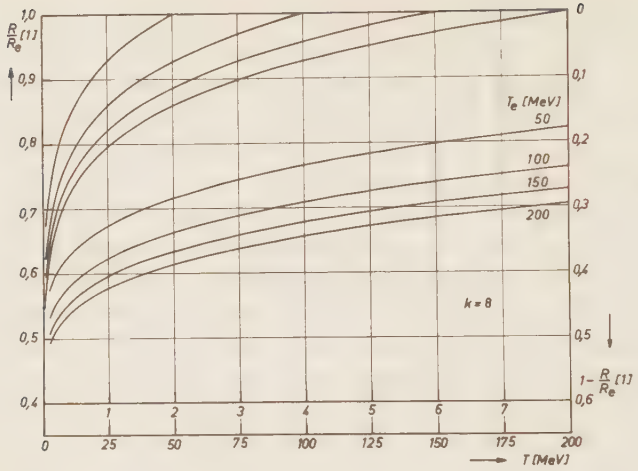


Abb. 21: Normierter Bahnradius R/R_e sowie Radiusintervall $(1 - R/R_e)$ als Funktion der Teilchenenergie T nach Gl. (33a). Parameter: Endenergie T_e; k = 8.

bei der Planung berücksichtigt werden. Die Erhöhung der Injektionsenergie auf 4,0 MeV bzw. auf 10 MeV erhöht R_i um +28 % bzw. +40 % (bezogen auf die Standard-Werte).

Eine Variation der Endenergie ist bei festem Magnetfeld mit Hilfe des Hochfrequenzprogrammes möglich. Die relative Änderung des Bahnradius mit der Energie beträgt bei Endenergie nur etwa 1/100 des Wertes bei der Injektion (T_i = 0,2 MeV); beim Übergang von 150 MeV auf 100 MeV nimmt der Bahnradius um 4,4 % ab (T_e = 150 MeV, k = 8). Es sollte daher auch die Ejektion von vornherein für einen größeren Energiebereich vorgesehen werden. Unter dem Gesichtspunkt eines möglichst kleinen Radiusintervalles (T_e und R_e vorgegeben) ist es wünschenswert, sowohl T_i als auch k möglichst groß zu wählen.

3.6 Beschleunigungszeit und Folgefrequenz

Unter der Beschleunigungszeit Δt_a wird die Zeit verstanden, die notwendig ist, um ein Elektron von der Energie T_i bis zur Energie T_e zu beschleunigen. Man erhält sie durch Integration der Gl. (20). Unter der etwas vereinfachenden Voraussetzung, daß die Amplitude U_o der Beschleunigungsspannung und Γ während der Beschleunigung konstant sind, ist

$$\Delta t_a = \frac{\tau_e}{eU_o\,\Gamma} \int_{T_i}^{T_e} \frac{dT}{(\Omega/\Omega_e)} \quad . \tag{42}$$

Gl. (42) ist nicht mehr von h abhängig. Die Größen U_o und Γ können noch dem Hochfrequenzprogramm unterliegen. Die Umlaufszeit τ_e ist eine lineare Funktion des Endradius R_e (siehe Abb. 7). Das Integral wurde tabelliert; bei komplizierteren HF-Programmen kann mit stückweise konstantem U_o und Γ gerechnet werden. Die Beschleunigungszeit Δt_a nimmt etwa linear mit T_e zu (bei konstantem R_e), da Ω/Ω_e im Bereich höherer Energien sich nur noch wenig mit der Energie ändert (siehe Abb. 9). Sie ist eine lineare Funktion des Endradius und umgekehrt proportional der Spaltspannung U_o und der durch Γ bestimmten Energiezunahme je Umlauf. In Abb. 22 ist die Zeit Δt, die zur Beschleunigung bis zur

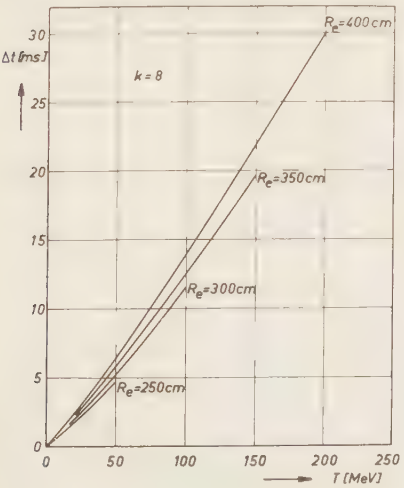


Abb. 22:

Zeitbedarf Δt zur Beschleunigung bis zur Energie T als Funktion von T nach Gl. (42). Parameter: Endenergie T_e und Endradius R_e. U_o = 1 kV, Γ = 0,5, k = 8 und T_i = 0,2 MeV.

Energie T benötigt wird als Funktion der Energie T für 4 Parameterkombinationen aufgetragen (T_i = 0,2 MeV). Nimmt man an, daß die Schaltzeiten für Programmumstellungen vernachlässigbar gegenüber Δt_a sind, ist die maximale Folgefrequenz f_r des Beschleunigungszyklus bei HF-Programmen ohne Wiederholungen durch

$$f_r = 1/\Delta t_a \qquad (43)$$

gegeben. In Tab. 3 ist f_r für einige Kombinationen von T_e und R_e angegeben.

T_e [MeV]	50	100	150	200
R_e [cm]	250	300	350	400
f_r [Hz]	210,5	87,0	50,4	33,1

Tab. 3: Maximale Folgefrequenz f_r (U_o = 1 kV, r = 0,5, k = 8 und T_i = 0,2 MeV).

Der Einfluß von k auf die Beschleunigungszeit ist gering. In Abb. 23 ist die relative Änderung von Δt_a als Funktion von k dargestellt (berechnet nach Gl. (42)); Normierungspunkt ist die Beschleunigungszeit für k = 6. Die dargestellte Funktion ist unabhängig von der Endenergie T_e.

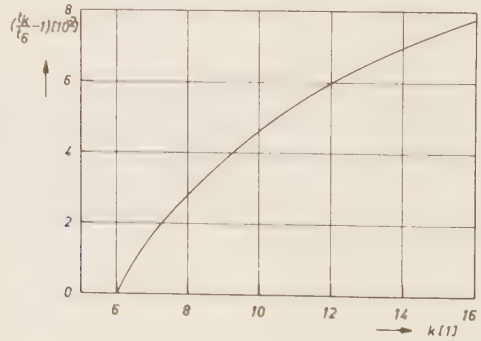


Abb. 23: Relative Änderung der Beschleunigungszeit als Funktion von k; Normierungspunkt: Beschleunigungszeit für k = 6 (berechnet nach Gl. (42)).

3.6.1 Beschleunigungszeit und Resonatorteilung

In Abschnitt 3.4.2 wurde festgestellt, daß durch geeignete Teilung des Beschleunigungsresonators der relative HF-Leistungsbedarf verringert werden kann, wobei eine konstante Beschleunigungsspannung U_o für beide Teilresonatoren vorausgesetzt wurde. Betreibt man nun die Teilresonatoren jeweils mit einer HF-Leistung, die konstant und gleich dem Leistungsbedarf P zur Erzeugung der Spannung U_o beim ungeteilten Resonator ist, erhält man bei sonst gleichen Voraussetzungen wie in 3.4.2 für die Teilresonatoren 1 und 2 Beschleunigungsspannungen U_1 und U_2, die größer sind als U_o und damit nach Gl. (42) kleinere Beschleunigungszeiten.

Ist P_j der Leistungsbedarf des j-ten Teilresonators zur Erzeugung der Spannung U_o und ist a_j definiert durch

$$a_j^2 = P/P_j \qquad (a_j \geq 1) \quad , \tag{44}$$

dann ist die Spannung U_j des j-ten Teilresonators, wenn er mit der vollen Leistung betrieben wird

$$U_j = a_j \, U_o \quad . \tag{45}$$

Bleibt r während der ganzen Beschleunigung konstant, so ist die relative Beschleunigungszeit (bezogen auf die Zeit beim ungeteilten Resonator) unter Vernachlässigung der Zeiten für Programmumstellungen usw.

$$\sum_j \delta t_j = \sum_j \frac{\delta T_j / \delta T}{a_j} \quad . \tag{46}$$

Diese Beschleunigungszeit ist in Abb. 24 als Funktion des durch $\delta\Omega_2/\delta\Omega$ definierten Teilungsverhältnisses für zwei Injektionsenergien (T_i = 0,2 und 4,0 MeV) aufgetragen (T_e = 150 MeV, k = 8). Den kleinsten Zeitbedarf erhält man für $\delta\Omega_2/\delta\Omega$ = 0,3. Der Zeitgewinn bei diesem optimalen Teilungsverhältnis beträgt etwa 60 % gegenüber dem ungeteilten Resonator (T_i = 0,2 MeV). Im Optimum ist das Tastverhältnis der Teilresonatoren etwa 50 %, und es ist a_1 = 1,39 und a_2 = 3,52. Das Tastverhältnis ist auf die Zeitdauer eines Beschleunigungszyklus' bezogen (Beschleunigung von T_i bis T_e).

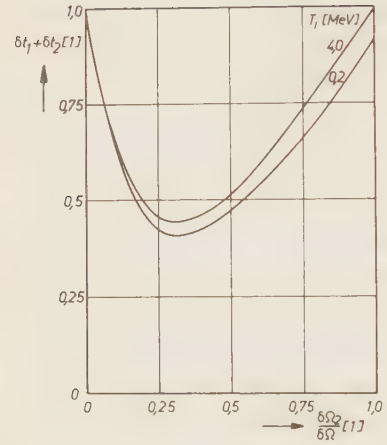


Abb. 24:
Relative Beschleunigungszeit als Funktion des Resonatorteilungsverhältnisses bei konstanter HF-Leistung nach Gl. (46). Parameter: Injektionsenergie T_i. T_e = 150 MeV, k = 8 und Γ = const.

In Tabelle 4 sind die den Teilungsverhältnissen zugehörigen Werte der Zwischenenergien T_s sowie die der Tastverhältnisse δt_1 des 1. Teilresonators angegeben (T_i = 0,2 MeV).

$\delta\Omega_2/\delta\Omega$ [1]	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7
T_s [MeV]	100	66,4	43,9	28,9	19,2	12,5	8,05
δt_1 [1]	0,606	0,358	0,210	0,121	0,068	0,037	0,022

Tab. 4: Zwischenenergien T_s und Tastverhältnisse δt_1 des 1. Teilresonators für einige Resonatorteilungsverhältnisse $\delta\Omega_2/\delta\Omega$ (konstante HF-Leistung, Standard-Werte).

Bei der Berechnung der Beschleunigungszeit nach Gl. (46) wurde ein konstantes Γ angenommen. Die höheren Spaltspannungen U_j gestatten jedoch eine Beschleunigung mit einem $\Gamma_j > \Gamma$ (A = const. vorausgesetzt), wodurch die Beschleunigungszeit noch weiter herabgesetzt würde. Der Wert Γ_j ist nach Gl. (21) eine Funktion der Spaltspannung U_j bzw. von a_j (A = const.). Bei einer Verdopplung der Spannung (a_j = 2) und Γ = 0,5 bzw. 0,7 ist Γ_j/Γ = 1,18 bzw. 1,08; d.h. in diesem Bereich

ist der Einfluß des möglichen höheren Wertes von Γ auf die Beschleunigungszeit etwa eine bis eine halbe Größenordnung kleiner als der der höheren Spaltspannung; er wurde daher in Gl. (46) nicht berücksichtigt. Der entstehende Fehler wird durch die ebenfalls vernachlässigten Zeiten für Programmumstellungen etwa kompensiert.

3.7 Bucket-Volumen und Synchrotronfrequenz

3.7.1 Bucket-Volumen

Nach Gl. (21) ist

$$A = \left[\frac{128}{\pi}\,\frac{1}{|\Omega_S'|}\right]^{1/2} \cdot \left[\frac{eU_o}{h}\right]^{1/2} \cdot \alpha(\Gamma) =_{\text{Def.}} A_1 \cdot A_2 \cdot \alpha(\Gamma) \quad . \qquad (21a)$$

An der Stelle der Übergangsenergie und in ihrer Umgebung haben das bucket-Volumen nach Gl. (21a) und die daraus abgeleiteten Größen (Abschnitt 3.7.2 und 3.7.3) nur formale Gültigkeit, da $|\Omega_S'|$ für $T = T_t$ nach Gl. (17) verschwindet. Das Verhalten der Elektronen im Phasenraum wird für $T = T_t$ durch Gl. (30) bestimmt. (Eine ausführliche Diskussion findet man in [2], Rep. 3.)

In Abb. 25 sind $A_1 \cdot f_e$ als Funktion von T (Parameter k; T_e = 150 MeV) und in Abb. 26 $A_2 \cdot \alpha(\Gamma)$ als Funktion von U_o/h (Parameter Γ) aufgetragen (alle Energien in MeV und A in MeV.s). Abgesehen von der Polstelle bei $T = T_t$ nimmt das

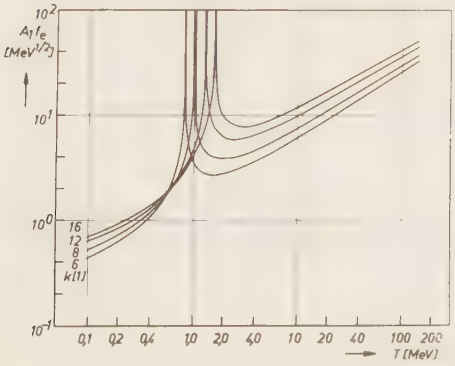


Abb. 25:
$A_1 \cdot f_e$ nach Gl. (21a) als Funktion von T. Parameter: Feldindex k; T_e = 150 MeV.

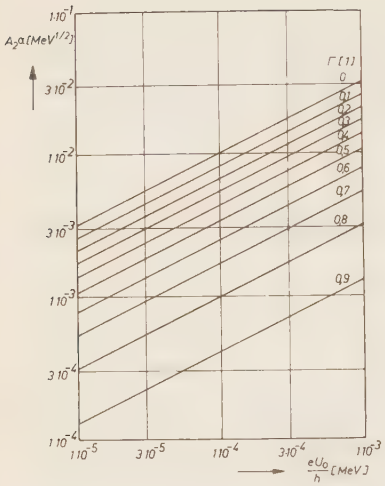


Abb. 26:
$A_2\ \alpha(\Gamma)$ nach Gl. (21a) als Funktion von eU_0/h. Parameter: Γ .

bucket-Volumen bei konstanten Beschleunigungsbedingungen während der Beschleunigung um fast zwei Größenordnungen zu.

3.7.2 Energiestreuung und Mindest-Spannung

Die durch die bucket-Höhe definierte absolute maximale Energiestreuung ist durch Gl. (23) gegeben; sie ist (über Ω', Gl. (17)) etwa $\sim E^{1/2}$. In Abb. 27 ist $(\Delta T/T)/A_2$ als Funktion von T dargestellt; Parameter ist Γ (k = 8). Die

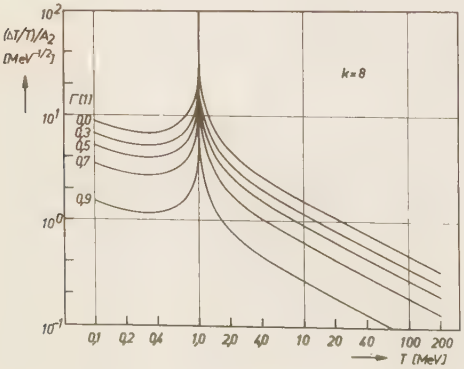


Abb. 27:
$(\Delta T/T)/A_2$ als Funktion von T nach Gl. 23. Parameter: Γ; k = 8.

relative Energiestreuung $\Delta T/T$ ist unabhängig von R_e und T_e. Während das bucket-Volumen bei Beschleunigung wächst, nimmt die relative Energiestreuung ab (U_o,Γ vorgegeben); die absolute Energiestreuung nimmt jedoch zu.

Bei der Injektion ist die Energiestreuung der Elektronen vorgegeben, ebenso bei der Zwischenspeicherung. Die Elektronen werden zunächst als gleichmäßig über den ganzen Umfang verteilt angenommen. Um sie in ein stationäres bucket (Γ = 0) zu überführen, muß die Resonatorspannung $U_o > 0$ sein. Durch Anpassung der durch das stationäre bucket entstehenden Energiestreuung nach Gl. (23) an die Energiestreuung der injizierten Elektronen wird eine Mindestresonatorspannung definiert. Diese Mindestspannung erhält man aus Gl. (23) durch Auflösen nach U_o. Sie ist eine quadratische Funktion der Energiestreuung. In Abb. 28

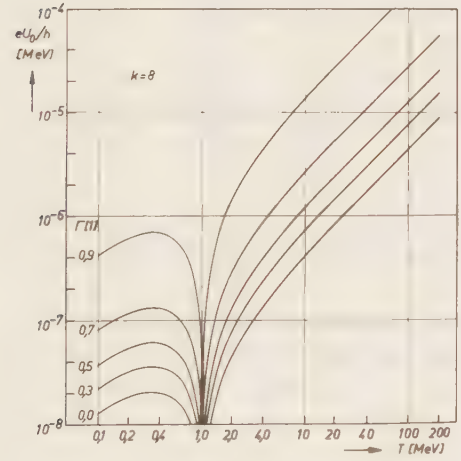


Abb. 28:
Mindestspannung eU_o/h als Funktion der Energie T für die relative Energiestreuung $\Delta T/T$ = 0,001. Parameter: Γ; k = 8 (nach Abschnitt 3.7.2).

ist eU_o/h als Funktion der Energie T aufgetragen für die relative Energiestreuung $\Delta T/T$ = 0,001 (Parameter Γ, k = 8).

3.7.3 Synchrotronfrequenz

Nach Gl. (25) ist die Synchrotronfrequenz ν_p gegeben durch

$$\nu_p = \left[\frac{\Omega_S'}{8\pi^3}\right]^{1/2} \cdot \left[eU_o \cdot h\right]^{1/2} \cdot (1-\Gamma^2)^{1/4} =_{\text{Def.}} \nu_1 \cdot \nu_2 \cdot (1-\Gamma^2)^{1/4} . \quad (25a)$$

In Abb. 29 ist ν_1/f_e aufgetragen als Funktion von T, Parameter k (T_e = 150 MeV). Die Funktion $(1 - \Gamma^2)^{1/4}$ kann für den hier interessierenden Γ-Bereich etwa als konstant angesehen werden. Für Γ = 0,5 erhält man den Wert 0,931, für Γ = 0,7 und

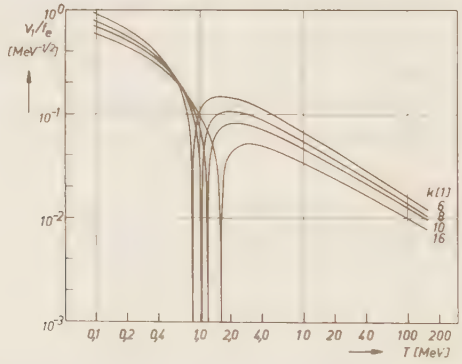


Abb. 29: ν_1/f_e als Funktion von T nach Gl. (25a). Parameter: Feldindex k; T_e = 150 MeV.

0,8 die Werte 0,845 und 0,775. Bei konstanter Energie wächst die Synchrotronfrequenz nur mit $U_o^{1/2}$.

4. Hochfrequenzprogramme

Unter dem Begriff "Hochfrequenzprogramm" wird sowohl die Programmierung der F r e q u e n z der Beschleunigungsspannung als auch die ihrer A m p l i t u d e verstanden. Mit dem Begriff "Programm" soll ausgedrückt werden, daß es sich um einen im voraus festgelegten Ablauf eines zeitlichen Vorganges handelt (zur technischen Realisierung siehe Abschnitt 5). Die Notwendigkeit zu einem Frequenzprogramm ergibt sich aus der Tatsache, daß die Umlaufsfrequenz der Elektronen im FFAG-Beschleuniger von der Energie abhängt. Das Spannungsprogramm dient u.a. dazu, den Wirkungsgrad des Beschleunigers zu verbessern und die Energiestreuung zu beeinflussen. Unter dem Begriff "Wirkungsgrad" wird die Zahl der bis zur Endenergie beschleunigten Elektronen zur Zahl der injizierten Elektronen verstanden. Dieser Gesamt-Wirkungsgrad läßt sich aufteilen in verschiedene Teil-Wirkungsgrade, die entsprechend jeweils als Verhältnis der Elektronenzahl nach und vor einem bestimmten Abschnitt des Hochfrequenzprogramms definiert sind, z.B. der Aufbau eines Paketes nach der Injektion oder der Übergang über die transition-Energie.

Die Beschleunigung der Elektronen von der Injektions- bis zur Endenergie läßt sich in mehrere charakteristische Abschnitte aufteilen: Aufbau eines stationären Paketes nach der Injektion, Übergang in ein beschleunigtes bucket, Übergang über die transition-Energie, Zwischenspeicherung, Beschleunigung bis zur Endenergie. Je nach Programmaufbau können einzelne Abschnitte fehlen oder (mit anderen Parametern) sich wiederholen: z.B. gleicht bei Zwischenspeicherung der nachfolgende bucket-Aufbau dem nach der Injektion.

Im folgenden werden einige der zu diesen Teilabschnitten gehörenden Programmmöglichkeiten unter verschiedenen Gesichtspunkten, z.B. Einfachheit der Realisierung, Wirkungsgrad, Zeitbedarf, betrachtet.

4.1 Aufbau eines stationären Paketes

In der Literatur wurden eine ganze Reihe von Spannungsprogrammen zum Aufbau eines stationären buckets ($\Gamma = 0$) in FFAG-Beschleunigern bzw. Speicherringen beschrieben. Zum Teil liegen numerische und experimentelle Ergebnisse vor. Von der MURA wurden u.a. der lineare und der "iso-adiabatische" Spannungsanstieg untersucht [5], [15], [10], beim Speicherringmodell CESAR [10] wurde die Kombination eines exponentiellen mit einem linearen Spannungsanstieg vorgesehen [17]. Ein dem iso-adiabatischen Programm ähnliches Spannungsprogramm wurde auch von W. BURREN, D. MORGAN und W. WALKINSHAW für einen Hochenergie-Protonenbeschleuniger vorgeschlagen [18] sowie von W. SCHNELL [19] zur bucket-Volumenreduzierung beim CERN 25-GeV-Protonenspeicherring [20]; vergleichsweise wurde dort noch ein einfacher zu realisierendes exponentielles Programm betrachtet. Die Verwendung vorgeschlagener Programme beim Bau eines Beschleunigers hängt natürlich auch von den jeweiligen Möglichkeiten ihrer technischen Herstellbarkeit ab.

Das Ziel beim Aufbau eines stationären Paketes ist, möglichst viele der injizierten Elektronen innerhalb des phasenstabilen Bereiches zu versammeln, ohne ihre anfängliche Energiestreuung stark zu erhöhen. Im Hinblick auf die Folgefrequenz und den mittleren Ausgangsstrom des Beschleunigers soll dieser Aufbau auch in möglichst kurzer Zeit erfolgen.

Es wird im weiteren vorausgesetzt, daß die Elektronen nach der Injektion gleichmäßig über den Beschleunigerumfang verteilt sind. Ihre absolute Energiestreuung sei ΔT_i.

4.1.1 Spannungssprung

Das (auch technisch) einfachste Programm wäre, die Beschleunigungsspannung nach der Injektion der Elektronen sprunghaft von Null auf den maximalen Wert zu verändern. Die relative Energiestreuung der injizierten Elektronen sei $\Delta T_i/T_i = 0{,}001$; dieser Wert ergibt bei Standard-Bedingungen ($\Gamma = 0$, $h = 1$) nach Abb. 28 eine Mindestspannung von 18,5 mV. Nimmt man für die maximale Beschleunigungsspannung den Wert

1Wän, beträgt die maximale Energiestreuung im bucket etwa 23 %, d.h. die vom Programm verursachte Energiestreuung ist um mehr als zwei Größenordnungen höher als die der injizierten Elektronen. In bezug auf das stationäre Paket ist der Wirkungsgrad dieses Programms relativ gut [15], wird aber beim Übergang zum beschleunigten bucket klein, da mit wachsendem r A kleiner wird und die auf Ellipsen im äußeren Teil des stationären buckets umlaufenden Elektronen bei der Volumenreduzierung verloren gehen. Der Zeitbedarf dieses extrem nicht-adiabatischen Programms ist sehr gering; wie sich unten zeigt, ist aber auch der Zeitbedarf adiabatischer Programme bei kleinen Injektionsenergien noch klein gegenüber der Gesamtbeschleunigungszeit, so daß auch in dieser Hinsicht das Sprungprogramm keinen Vorteil bringt (siehe auch 4.5: Injektion in den Synchrotronraum).

4.1.2 Iso-adiabatisches Spannungsprogramm

Bei adiabatischem bucket-Aufbau (der Begriff "adiabatisch" wurde in Abschnitt 2 definiert) werden die ursprünglich über den Umfang 2π verteilten Elektronen unter Beibehaltung ihrer Energiestreuung in einem Phasenraumgebiet der Größe $A = 2\pi\ \Delta W$ angesammelt [1], vorausgesetzt, daß das beim Aufbau entstehende Paket größer oder zumindest gleich $2\pi\ \Delta W$ ist. Die Elektronen bewegen sich nach dem Einfang auf geschlossenen Bahnen im Phasenraum. Die Änderungsgeschwindigkeiten der Systemparameter (hier die Beschleunigungsspannung) werden mit der Synchrotronfrequenz ν_p bzw. deren Periodendauer τ_p verglichen. Numerische und experimentelle Ergebnisse [15], [21] haben ergeben, daß eine Spannungsänderung dann noch als adiabatisch angesehen werden kann, wenn z.B. das bucket-Volumen sich verdoppelt in Zeiten, die vergleichbar sind mit der Periodendauer τ_p. Sind die Änderungsgeschwindigkeiten größer, ist der Vorgang nicht mehr adiabatisch.

Nach Gl. (25) ist τ_p eine Funktion der Spaltspannung; ändert sich beim bucket-Aufbau die Spannung, ändert sich also auch d i e Größe, auf die man die Änderungsgeschwindigkeit der Spannung gerade beziehen will. Nach der

Terminologie von C.G. LILLIEQUIST und K.R. SYMON [15] versteht man unter einem "iso-adiabatischen" Programm ein Programm, daß zu jedem Zeitpunkt des Paketaufbaues ein gleiches Maß an Adiabatizität gewährleistet. Sie gehen dabei vom bucket-Volumen A aus und verlangen, daß die relative Änderung von A proportional dem Zeitintervall dt (bezogen auf die jeweilige Periodendauer τ_p) sein soll, in dem die Änderung von A stattfindet, d.h. es soll sein

$$\frac{dA}{A} = a \frac{dt}{\tau_p} \quad . \tag{47}$$

Der Proportionalitätsfaktor a ist ein Maß für die Adiabatizität. Es zeigt sich, daß der Vorgang adiabatisch ist für $a \approx 1$ und nicht adiabatisch für $a > 1$.

Die Integration von Gl. (47) liefert die Zeitabhängigkeit der Spaltspannung

$$U = U_2 \left[\left(\frac{U_2}{U_1}\right)^{1/2} - a \frac{t - t_1}{\tau_{p2}} \right]^{-2} \quad . \tag{48}$$

U_2 ist der Endwert, bis zu dem das Programm laufen soll, τ_{p2} die zugehörige Periodendauer und U_1 und t_1 die Programm-Anfangswerte. Es muß $U_1 \neq 0$ sein. Zweckmäßig wird U_1 gleich der aus ΔT_i sich ergebenden Mindestspannung gewählt (siehe Abschnitt 3.7.2, Abb. 28). Die Aufbauzeit ist

$$t_2 - t_1 = \Delta t = \frac{\tau_{p2}}{a} \left[\left(\frac{U_2}{U_1}\right)^{1/2} - 1 \right] \quad . \tag{49}$$

Wie man Gl. (48) entnimmt, ist

$$\frac{dU}{dt} \sim U^{3/2} \quad . \tag{50}$$

Trotz unterschiedlicher Ausgangspunkte gelangen andere Autoren zu dem gleichen Ergebnis für das Spannungsprogramm zum bucket-Aufbau wie in Gl. (50) [18], [19].

Die bucket-Aufbauzeit nach Gl. (49) ist in Abb. 30 aufgetragen als Funktion des Spannungsverhältnisses U_2/U_1. In Tabelle 5 ist der absolute Zeitbedarf Δt für einige Injektionsenergien und drei relative Energiestreuungen berechnet. Der Berechnung liegen die Standard-Werte T_e = 150 MeV,

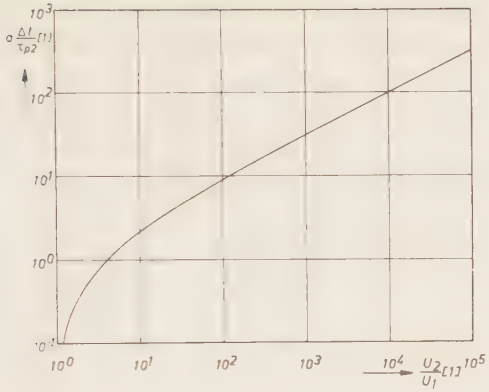


Abb. 30: Relative bucket-Aufbauzeit (iso-adiabatisches Programm) als Funktion des Spannungsverhältnisses U_2/U_1 nach Gl. (49).

R_e = 350 cm, k = 8 und h = 1 zugrunde; außerdem wurde a = 1 und Γ = 0 gewählt (iso-adiabatischer Aufbau eines stationären Paketes).

T_i [MeV]	Δt [µs]		
$\Delta T_i/T_i$	0,001	0,003	0,01
0,1	888	285	81,3
0,2	988	315	90,7
0,4	1.575	501	144
4,0	2.260	724	200
20,0	2.134	669	157

Tab. 5: Absoluter Zeitbedarf Δt für iso-adiabatischen bucket-Aufbau nach Gl. (49) (U_2 = 1000 V, a = 1, Γ = 0 sowie Standard-Werte).

Wie man der Tabelle 5 entnimmt, ist beim iso-adiabatischen bucket-Aufbau eine geringe Energiestreuung im Hinblick auf eine hohe Folgefrequenz nachteilig.

Da das Programm nach Gl. (48) zu jeder Zeit das gleiche Maß an Adiabatizität besitzt, ist es bei festem a zugleich das schnellste Programm zum adiabatischen bucket-Aufbau.

Der Einfluß von U_2 auf die Aufbauzeit ist sehr gering. Wie man durch Kombination von Gl. (25) und (49) sieht, ist Δt für $U_2 \gg U_1$ unabhängig von U_2 und neben a bei vorgegebenem Arbeitspunkt nur noch eine Funktion von U_1. Wählt man für U_1 die Mindestspannung (wie in Tab. 5), so ist die Aufbauzeit etwa umgekehrt proportional der Energiestreuung der Elektronen. Da sich bei Zwischenspeicherung die Energiestreuungen addieren, ist der Zeitbedarf zum Aufbau des Paketes für die 2. Beschleunigungsstufe (T_s bis T_e) kleiner als bei der Injektion.

4.1.3 Lineares Spannungsprogramm

Das iso-adiabatische Spannungsprogramm ist nur unter der Voraussetzung anwendbar, daß die Wechselwirkung der umlaufenden Elektronen mit dem Resonator vernachlässigbar ist, d.h. daß die von den Elektronen induzierte Spannung klein ist gegenüber der Beschleunigungsspannung. Die induzierte Spannung ist abhängig von der azimutalen Verteilung der Elektronen, die sich jedoch während des bucket-Aufbaus ständig ändert. Bei einem mittleren umlaufenden Strom von 1 A liegt die induzierte Spannung je nach Ladungsverteilung zwischen 20 und 60 V [22]; sie ist dem Strom direkt proportional. Diese Spannung ist, zumindest zu Beginn des Programms und für kleine Energiestreuungen, beträchtlich größer als die vom iso-adiabatischen Programm geforderte. Nach Berechnungen der MURA [5], [16] ist für diesen Fall ein Spannungsprogramm mit linearem Anstieg und etwa gleichem Zeitbedarf wie beim iso-adiabatischen Programm im Hinblick auf eine geringe Energiestreuung am günstigsten.

4.2 Beschleunigte Pakete

4.2.1 Aufbau eines beschleunigten Paketes

Ein beschleunigtes bucket erhält man aus einem stationären Paket (ω = const., $\Gamma = 0$) durch Änderung der Frequenz ω der Resonatorspannung; damit wird nach Gl. (20) $\Gamma > 0$. Der Übergang vom stationären Paket zum beschleunigten sollte ebenso wie der Aufbau des stationären buckets adiabatisch verlaufen. Verlangt man ein gleiches Maß an Adiabatizität (siehe 4.1) während des Überganges von $\Gamma = 0$ auf den für die Beschleunigung gewählten Wert (Grenzwert v. Γ: siehe 4.2.3), so erhält man bei etwas vereinfachenden Voraussetzungen ein exponentielles Programm (Gl. (52)) für Γ und damit nach Gl. (20) für $\dot{\omega}$. Es wird dazu die Synchrotronfrequenz ν_p bzw. die Periodendauer τ_p als unabhängig von Γ angesehen (3.7.3); bleibt weiterhin die Beschleunigungsspannung konstant und ändert sich $|\Omega_S'|$ während der Aufbauzeit nur wenig, so erhält man an Stelle der Gl. (47) die Beziehung

$$\frac{dA}{A} = a \frac{dt}{\tau_{p2}} \quad , \tag{51}$$

wobei τ_{p2} die Periodendauer am Ende des Aufbauprogramms bedeutet ($U_o = U_2$). Unter den gemachten Voraussetzungen ist nach Gl. (21) das bucket-Volumen A nur eine Funktion von $\alpha(\Gamma)$. In der Näherung von Gl. (22) erhält man durch Integration der Gl. (51) für die Zeitabhängigkeit von Γ folgende Beziehung:

$$\Gamma(t) = 1 - e^{-\frac{a}{1,7}\frac{t-t_1}{\tau_{p2}}} \quad . \tag{52}$$

Da weiterhin bei diesen Voraussetzungen nach Gl. (20) auch $\dot{\omega}$ eine lineare Funktion von Γ ist, erhält man für $\omega(t)$ ebenfalls einen exponentiellen Verlauf.

Der Zeitbedarf $\Delta t = t_2 - t_1$ für das Programm nach Gl. (52) ist gegeben durch

$$\Delta t = \frac{1,7}{a} \left|\ln(1 - \Gamma)\right| \cdot \tau_{p2} \quad . \tag{53}$$

Die Zeiten τ_{p2} lassen sich nach Gl. (25a), Abb. 28 berechnen. Für $\Gamma = 0{,}5$ und $a = 1$ ist $\Delta t \sim \tau_{p2}$. Für einige Energien und Spannungen sowie für Standard-Werte ($\Gamma = 0$) sind die Zeiten τ_{p2} in Tabelle 6 angegeben.

T_i [MeV]	τ_{p2} [µs]			
U_2 [V]	100	500	1000	2000
0,1	9,52	4,26	3,01	2,13
0,2	12,9	5,78	4,08	2,88
0,4	21,6	9,62	6,85	4,83
4,0	84,0	37,6	26,6	18,8
20,0	201	89,7	63,7	44,9

Tab. 6: Periodendauern τ_{p2} für einige Energie- und Spannungswerte nach Gl. (25a) ($\Gamma = 0$ und Standard-Werte).

Die Aufbauzeiten nach Gl. (53) erhält man bis auf einen Faktor aus den in Tab. 6 angegebenen Zeiten τ_{p2}. Im Bereich sinnvoller Γ-Werte (z.B. $\Gamma \leq 0{,}5$) ergeben sich Aufbauzeiten, die beträchtlich kleiner sind als die beim Aufbau des stationären Paketes (vgl. Tab. 5).

Während des Aufbaues des beschleunigten buckets ist $\Gamma > 0$, und damit nimmt auch die Energie der Elektronen zu. Es wurde bei der Aufstellung von Gl. (51) vorausgesetzt, daß $|\Omega_S'|$ konstant sei, bzw. sich nur langsam mit der Energie ändert. Für Energien oberhalb der transition-Energie und innerhalb Zeiten τ_{p2} ist diese Voraussetzung erfüllt, nicht jedoch im Energiebereich $T < T_t$. Für Energien unterhalb der Übergangsenergie sind die Gleichungen (51) - (53) nicht anwendbar. Andererseits ist ein festes Frequenzprogramm zum Aufbau eines beschleunigten Paketes in bezug auf die Energiestreuung nicht so notwendig wie beim Amplituden-Programm zum Aufbau eines stationären Paketes, da die Bündelung der umlaufenden Elektronen schon durch das Amplitudenprogramm mit gutem Wirkungsgrad erfolgte und bei normalen Betriebsbedingungen ($U_2 \gg U_1$, $\Delta T_i/T_i \ll 1$) das stationäre

bucket beim Erreichen von U_2 fast leer ist. Man hat nur darauf zu achten, daß die Geschwindigkeit der Frequenzvariation die durch Gl. (20) gegebenen Grenzen nicht überschreitet. Unter bestimmten Bedingungen liegt die Injektionsenergie schon im Bereich des für den Übergang über die transition-Energie zuständigen Programmes (siehe Abschnitt 4.4).

Beim 50 MeV-Modell der MURA [5] wurde zwar der Übergang vom stationären zum beschleunigten bucket adiabatisch (Zeitdauer etwa 0,1 ms) durchgeführt, von einer Programmierung des Überganges wurde dort aber abgesehen. Der Beginn der Frequenzmodulation erfolgte erst, nachdem das stationäre Paket aufgebaut worden war ($T > T_t$). Im Frequenzprogramm beim Speicherring CESAR [10] ist ein parabolischer Übergang zum beschleunigten bucket vorgesehen. Der Übergang erfolgt noch während des Aufbaues der Beschleunigungsspannung. Unter gewissen Bedingungen kann diese zeitliche Kombination jedoch zu einem $r > 1$ und damit zum Verlust der Phasenstabilität führen [17].

Um das Hochfrequenzprogramm übersichtlicher zu gestalten, und da der Zeitbedarf nach Gl. (53) und Tabelle 6 gering ist, sollten die Programme zum stationären bucket-Aufbau und zum Übergang in den beschleunigten Zustand zeitlich getrennt werden.

4.2.2 Frequenzprogramme

Das Ziel eines Hochfrequenzprogrammes ist im allgemeinen eine möglichst schnelle Beschleunigung mit gutem Wirkungsgrad. Die Beschleunigungszeit ist linear abhängig von der Spaltspannung U_o. Sofern ein breitbandig angekoppelter Resonator mit flacher Frequenzcharakteristik verwendet wird [13], kann man bei allen Programmen mit einer konstanten Beschleunigungsamplitude U_o rechnen. Wählt man weiterhin einen konstanten Wert von r (d.h.: etwa konstante Energiezunahme je Zeiteinheit, siehe Abschnitt 3.6), so ist das Frequenzprogramm $\omega(t)$ durch die Funktion $\Omega(T)$ (Abb. 8 und 9) gegeben. Der maximale Wert von r wird durch die Energiestreuung der Elektronen bestimmt. Bei einem Programm

mit konstantem Γ und $\Gamma < \Gamma_g$ (siehe 4.2.2.1) wächst das bucket-Volumen während der Beschleunigung proportional zu $|\Omega_S'|^{-1/2}$ (Abb. 25), d.h. es wird unnötiges, weil leeres Phasenvolumen beschleunigt, das z.B. bei einer Speicherung die Energiestreuung der gespeicherten Elektronen unnötig vergrößern würde (siehe 4.3.2). Andererseits wird während der Beschleunigung durch Restgasstreuung und Rauschanteile bei Frequenz und Amplitude der Spaltspannung das von den Elektronen benötigte Phasenvolumen etwas vergrößert, so daß bei einem Programm mit konstantem bucket-Volumen Elektronen verloren gehen könnten. Das optimale Frequenzprogramm wäre ein Programm, bei dem das bucket-Volumen jeweils etwas größer ist als das durch die Energiestreuung bestimmte.

Die maximal zulässige Änderungsgeschwindigkeit für die Beschleunigungsfrequenz erhält man nach Gl. (20) an der Stelle $T = T_i$ ($T_i < T_t$). Für Energien $T > T_t$ nimmt sie mit der Energie ab und ist, bezogen auf die Standard-Werte, bei der Endenergie um etwa 3 Größenordnungen kleiner als bei der Injektion (Γ = const). Für T_i = 0,2 MeV und Γ = 1 ist $\dot{\omega}$ = 0,377 MHz/µs.

Beim Speicherring CESAR [10] wird nach erfolgtem bucket-Aufbau mit konstantem $\dot{\omega}$ beschleunigt. Der Energiebereich $T_e - T_i$ ist dort so gering, daß die Funktion $\Omega(T)$ in diesem Bereich linear approximiert werden kann.

4.2.2.1 Beschleunigung mit optimalem Γ

In Abschnitt 3.7.2 wurde die Mindestspannung (U_{min}) zum Aufbau eines stationären Paketes mit dem Volumen A_{min} bei vorgegebener Energiestreuung berechnet. Um dieses stationäre Paket (Γ = 0) in ein beschleunigtes ($\Gamma > 0$) überzuführen, muß, um den Wirkungsgrad nicht herabzusetzen, die Amplitude U_o der Hochfrequenzspannung während der Beschleunigung größer als U_{min} sein (siehe Gl. (21a)), d.h. während der Beschleunigung soll

$$A_{min} = m \cdot A \quad (m \leq 1) \tag{54}$$

sein (A ist das Volumen des beschleunigten Paketes). Sind U_{min}, m und U_o vorgegeben, wird durch Gl. (57) ein größtes Γ

definiert (r_g), für das die Beziehung gerade erfüllt ist. In Abb. 31 ist r_g als Funktion des Verhältnisses U_{min}/U_o aufgetragen; Parameter ist m.

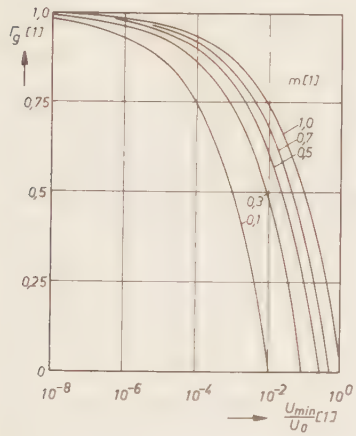


Abb. 31:

r_g als Funktion des Spannungsverhältnisses U_{min}/U_o. Parameter: m (vgl. Gl. (54)).

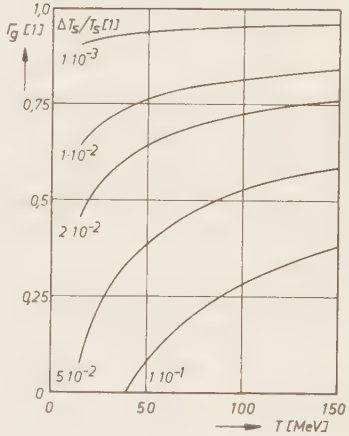


Abb. 32:

r_g als Funktion der Energie T. Parameter: $\Delta T_s/T_s$. T_s = 15 MeV, T_e = 150 MeV, k = 8, U_o = 2 kV, m = 1, h = 1 (vgl. Gl. (54)).

Da das bucket-Volumen A eine Funktion der Energie T ist, ist auch $r_g = r_g(T)$. In Abb. 32 ist r_g als Funktion der Energie T dargestellt für einige relative Energiestreuungen $\Delta T_s/T_s$ bei der Zwischenspeicherenergie T_s = 15 MeV (U_o = 2 kV, m = 1, T_e = 150 MeV, k = 8 und h = 1).

Ein Beschleunigungsprogramm, bei dem $r = r_g$ gewählt wird, ist optimal in bezug auf Beschleunigungszeit und Wirkungsgrad.

4.2.3 Stabilität der Injektionsfrequenz Ω_1

Um einen hohen Wirkungsgrad beim Einfang der injizierten Elektronen in ein stationäres bucket zu erhalten, muß die Resonatorfrequenz ω der Gl. (10) genügen. Sowohl die Resonatorfrequenz als auch die mittlere Energie der injizierten Elektronen kann zeitlich schwanken. Jeder Teilchenenergie ist eindeutig eine Umlaufsfrequenz zugeordnet; die Änderung der

Frequenz mit der Energie ergibt sich aus Gl. (17). In Abb. 33 ist die relative Änderung der Umlaufsfrequenz $\Delta\Omega_i/\Omega_i$ bei einer Energieänderung $\Delta T_i/T_i = 0{,}001$ als Funktion

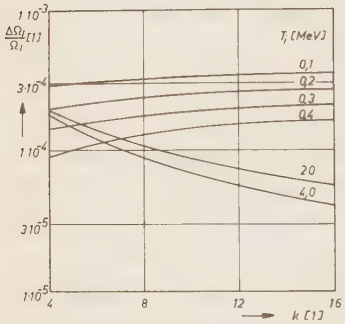


Abb. 33:
Relative Änderung der Umlaufsfrequenz $\Delta\Omega_i/\Omega_i$ als Funktion des Feldindex k bei einer Energieänderung $\Delta T_i/T_i = 0{,}001$ (nach Gl. (17)). Parameter: Injektionsenergie T_i.

des Feldindex k aufgetragen; Parameter ist die Injektionsenergie T_i. Aus der Darstellung ergeben sich die Mindeststabilitätsforderungen für den HF-Steuersender. Im Bereich kleiner Energiestreuungen ist $\Delta\Omega/\Omega$ angenähert eine lineare Funktion von $\Delta T/T$. Die geforderte Stabilität der Injektionsfrequenz liegt in der Größenordnung $1\cdot10^{-4}$ für $\Delta T_i/T_i = 0{,}001$ und nimmt für $T_i < T_t$ mit T_i zu.

4.3 Zwischenspeicherung

Der mittlere Ausgangsstrom des Beschleunigers ist bei vorgegebener HF-Leistung u.a. begrenzt durch den raumladungsbegrenzten Injektionsstrom I_i (bei $T_i = 0{,}2$ bzw. $0{,}4$ MeV ist $I_{i_{max}} \sim 2{,}5$ bzw. $\sim 9{,}0$ A [12]). Das FFAG-Prinzip bietet die grundsätzliche Möglichkeit, durch Zwischenspeicherung den mittleren Ausgangsstrom zu erhöhen. Unter Zwischenspeicherung versteht man dabei die Akkumulierung von Elektronen bei einer mittleren Energie T_s durch mehrmalige Beschleunigung von T_i nach T_s und danach Beschleunigung aller angesammelten Elektronen in einem gemeinsamen Paket bis zur Endenergie T_e. Im folgenden sollen die Frage der Wahl einer geeigneten Zwischenspeicherenergie, der mittlere Ausgangsstrom sowie die notwendige Mindestspannung bei Zwischenspeicherung untersucht werden.

4.3.1 Geeignete Zwischenspeicherenergien

In Abschnitt 3.4.2 wurde die Resonatorteilung unter dem Gesichtspunkt der HF-Leistungseinsparung betrachtet. Eine Zwischenenergie, die sich aus einer in bezug auf Leistungsgewinn optimalen Resonatorteilung ergibt, muß nicht auch notwendig optimal für die Zwischenspeicherung sein.

Bei Zwischenspeicherung bei einer Energie $T_{s_1} > T_t$, die jedoch kleiner als der durch Gl. (41) definierte Wert T_s ist, unterliegen die gespeicherten Elektronen bei jeder Beschleunigung eines Teilchenpaketes von T_i nach T_{s_1} auf Grund der Gültigkeit des LIOUVILLEschen Satzes dem zweimaligen Einfluß des "phase displacement" [1] und damit einer zweimaligen Energieverschiebung. Da die Frequenzänderung vor und nach der transition-Energie ein anderes Vorzeichen hat, werden sich die beiden displacement-Wirkungen zumindest teilweise aufheben. Eine völlige Kompensation ist unwahrscheinlich, da die Paketvolumina jeweils verschieden sind.

Eine Speicherung bei Energien etwas oberhalb T_s nach Gl. (41) würde die Komplikation des doppelten phase-displacement umgehen. Durch eine Resonatorteilung bei $T = T_s$ nach Gl. (41) und getrennte Spannungsversorgung der beiden Teilresonatoren könnte der Einfluß der beschleunigten Pakete auf die gespeicherten Elektronen gering gehalten werden. Während des Zwischenspeicherns könnte der 2. Resonator abgeschaltet sein bzw. nur mit einer geringen Spannung und geringer Modulation zur Kompensation von Energieverlusten, die im Energiebereich der Zwischenspeicherung ohnehin gering sind, betrieben werden. Der Einfluß von Randfeldern bei der Resonatorteilung ließe sich durch eine radiale Überlappung und azimutale Versetzung der Teilresonatoren klein halten.

Die Zwischenspeicherenergie sollte nicht größer als etwa 10 % der Endenergie sein (siehe Abschnitt 4.3.2). Die in bezug auf kleinste mittlere HF-Leistung optimalen Resonatorteilungsverhältnisse ergeben nach Tab. 2 (Abschnitt 3.4.2) für $n \geq 10$ für die Zwischenspeicherung noch brauchbare Energiewerte.

4.3.2 Mittlerer Ausgangsstrom

Ein Kriterium für die Wahl der Zwischenspeicherenergie ist, wie sie den mittleren Ausgangsstrom des Beschleunigers beeinflußt. Bei einer Speicherung mit ungeteiltem Resonator und konstantem Energiegewinn je Umlauf wäre der Zeitbedarf für die beiden Beschleunigungsabschnittte T_i bis T_s und T_s bis T_e etwa proportional den zugehörigen Energiedifferenzen. Bei einer Teilung und Programmen mit verschiedenen Beschleunigungsamplituden (3.6.1) gilt diese einfache Beziehung nicht mehr.

Bei der Abschätzung des mittleren Ausgangsstromes wird daher vom relativen Zeitbedarf der einzelnen Abschnitte ausgegangen. Es sei δt_1 die relative Zeit, die benötigt wird, um die Elektronen einmal von der Injektionsenergie T_i bis zur Speicherenergie T_s zu beschleunigen, einschließlich aller Nebenzeiten, d.h. einschließlich der Zeiten für Injektion, Paketaufbau, Übergang über die transition-Energie, Programmrückstellungen; δt_2 sei der Zeitbedarf, um die Elektronen von T_s bis T_e zu beschleunigen. Es ist

$$\delta t_1 + \delta t_2 = 1 \quad . \tag{55}$$

Die relative Gesamtbeschleunigungszeit δt_n bei n-facher Wiederholung des 1. Beschleunigungsabschnittes ist dann

$$\delta t_n = n.\delta t_1 + \delta t_2 \quad . \tag{55a}$$

Die Gesamtzahl der während eines ganzen Beschleunigungszyklus beschleunigten Elektronen ist proportional zu n. Die Teilwirkungsgrade η_j der einzelnen Phasen des HF-Beschleunigungsprogrammes in bezug auf die Zahl der zu beschleunigenden Elektronen sind im allgemeinen kleiner als 1. Weder bei der Injektion noch beim Paketaufbau nach der Zwischenspeicherung können vom HF-Programm alle zur Verfügung stehenden Elektronen erfaßt werden; ebenso wird der Übergang über die kritische Energie nicht ganz ohne Teilchenverluste möglich sein. Der Gesamtwirkungsgrad η der Beschleunigung ist daher

$$\eta = \prod_j \eta_j \quad . \tag{56}$$

Der mittlere Ausgangsstrom $\bar{I}$ (in relativen Einheiten) des Beschleunigers, bezogen auf den Strom ohne Zwischenspeicherung, ist gegeben durch

$$\bar{I} = \frac{n \cdot n}{n\delta t_1 + \delta t_2} = \frac{n \cdot n}{(n-1)\delta t_1 + 1}; \quad \bar{I} = [\text{rel. E.}] \quad . \qquad (57)$$

In n sollen noch keine Elektronenverluste berücksichtigt sein aufgrund von Effekten, die u.a. proportional zur Aufenthaltsdauer der Elektronen im Beschleuniger sind (Restgasstreuung, Energieabstrahlung). In der Abschätzung für $\bar{I}$ sind auch noch nicht die durch Raumladungseffekte gegebenen Grenzen berücksichtigt.

In Abb. 34 ist $\bar{I}/n$ als Funktion von δt_1 für einige Werte von n dargestellt. Aus der Abbildung ist gut zu ersehen, wie wichtig es ist, die Beschleunigungszeit von der Injektion bis zur Zwischenspeicherenergie möglichst klein zu halten

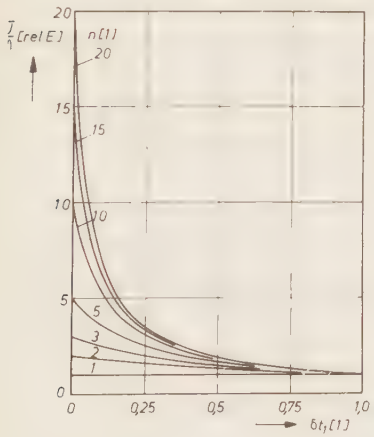


Abb. 34:
Mittlerer relativer Ausgangsstrom $\bar{I}/n$ bei Zwischenspeicherung als Funktion des Zeitbedarfes für den 1. Beschleunigungsabschnitt nach Gl.(57). Parameter: Wiederholungsrate n.

Wahl eines niedrigen T_s-Wertes und/oder hohe Beschleunigungsspannung), um bei vernünftigen Wiederholungsraten n ∿ 10) eine nennenswerte Erhöhung des mittleren Ausgangsstromes zu erzielen. Für $\delta t_1 = 0{,}3$ und n = 20 ist z.B. der erreichbare mittlere Ausgangsstrom selbst bei einem (unrealistischen) Wirkungsgrad von 100 % nur dreimal höher als

ohne Zwischenspeicherung, bei $\delta t_1 = 0{,}1$ und $n = 10$ ist $\bar{I}/n \approx 5$.

Für eine Zwischenspeicherung sehr geeignete Verhältnisse (d.h. $\delta t_1/\delta t_2 \ll 1$) ergeben sich bei Beschleunigung mit konstanter HF-Leistung nach Abschnitt 3.6.1. Benutzt man dort nicht genau das in bezug auf Beschleunigungszeit optimale Resonatorteilungsverhältnis sondern z.B. den Wert $\delta\Omega_2/\delta\Omega = 0{,}6$ bzw. $0{,}7$, so hat die relative Beschleunigungszeit den Wert $0{,}54$ bzw. $0{,}62$ gegenüber dem optimalen Wert $0{,}41$, während sich die Tastzeiten der Teilresonatoren wie $1 : 14$ bzw. $1 : 28$ verhalten (im Zeitoptimum wie $1 : 1$). In dieser Abschätzung (3.6.1) wurden die Aufbau- und Rückstellzeiten noch nicht berücksichtigt, so daß die praktischen Werte gegenüber den angegebenen Werten etwas ungünstiger werden.

4.3.3 Energiestreuung und Mindestspannung

Die Energiestreuung der bei der Energie T_s gespeicherten Elektronen, die mit der Streuung der injizierten Elektronen durch Gl. (29) verknüpft ist, bestimmt nach Abschnitt 3.7.2 eine Mindestspannung. Die Zahl der an der Stelle T_s gespeicherten und weiter zu beschleunigenden Elektronen wird, neben der Begrenzung durch die Raumladung, durch die Forderung begrenzt, daß die Mindestspannung nicht größer als die bei vorgegebener HF-Leistung maximal mögliche Resonatorspannung sein darf. Die Mindestspannung ist proportional zu $(\Delta T_i/T_i)^2$. In Abb. 35 ist für die Injektionsenergiestreuung $\Delta T_i/T_i = 0{,}001$ die Mindestspannung zum Aufbau eines stationären bucket ($r = 0$) als Funktion der Anzahl n der Wiederholungen des 1. Beschleunigungsabschnittes dargestellt. Parameter ist die Injektionsenergie T_i und die Zwischenspeicherenergie T_s ($k = 8$) (vergl. auch Abb. 28). Beim Übergang des stationären bucket ($r = 0$), in dem die gespeicherten Elektronen zunächst eingefangen werden, in ein beschleunigtes Paket ($r > 0$) mit einem Wirkungsgrad $\eta = 1$, ist der Spannungsbedarf proportional zu $\alpha(r)^{-2}$. Einige Werte der Funktion $\alpha(r)^{-2}$ sind in Tabelle 7 eingetragen. Der Spannungsbedarf bei $T_i = 4{,}0$ MeV ist etwa

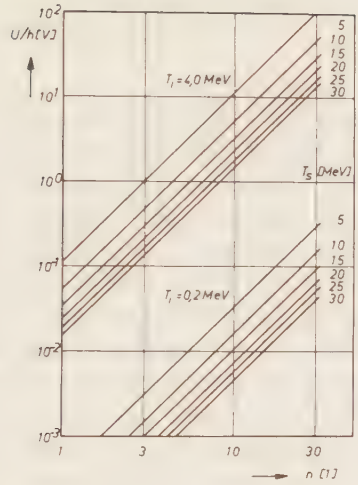


Abb. 35:

Mindestspannung zum Aufbau eines stationären bucket bei Zwischenspeicherung als Funktion der Anzahl n der Wiederholungen des 1. Beschleunigungsabschnittes (vgl. auch 3.7.2). Parameter: Injektionsenergie T_i und Zwischenspeicherenergie T_s; $\Delta T_i/T_i$=0,001, k = 8, Γ = 0.

Γ [1]	0,1	0,3	0,5	0,7	0,9
$\alpha(\Gamma)^{-2}$ [1]	1,54	3,44	9,03	35,4	596

Tab. 7: Einige Werte der Funktion $\alpha(\Gamma)^{-2}$

um zwei Größenordnungen höher als bei T_i = 0,2 MeV (bei gleicher Speicherenergie und gleicher relativer Energiestreuung bei der Injektion). Für Zwecke der Zwischenspeicherung kann daher bei vorgegebener maximaler Beschleunigungsamplitude eine Injektionsenergie $T_i < T_t$ günstiger sein.

Die in Abb. 35 angegebenen Mindestspannungen wurden unter der Voraussetzung berechnet, daß durch das Beschleunigungsprogramm keine zusätzliche Energiestreuung erzeugt wird (Beschleunigung mit $\Gamma = \Gamma_g$). Kann während der Beschleunigung nicht der optimale Γ-Wert verwendet werden, so sollte auf jeden Fall das bucket-Volumen vor Eintritt in die schon gespeicherten Elektronen z.B. durch eine adiabatische Spannungsänderung (Abschnitt 4.1) verringert werden, um nicht die Energiestreuung durch leeres Phasenvolumen zu vergrößern und dadurch auch

die Stromdichte herabzusetzen [5]. Das gleiche gilt auch für die Reduzierung der Energiestreuung bei der Endenergie.

4.4 Übergangsenergie

Die Übergangsenergie ist durch den Verlust der Phasenstabilität ausgezeichnet. Das Volumen des phasenstabilen Gebietes verschwindet an der Stelle $T = T_t$. Die in Abschnitt 2 angegegebenen Formeln gelten in der näheren Umgebung der transition-Energie nicht mehr. Da die Voraussetzungen zur Ableitung der Hamilton-Funktion Gl. (13) an der Stelle $T = T_t$ nicht mehr erfüllt sind (Ω_S' verschwindet), muß man die Entwicklung mindestens bis zu Gliedern W^{+3} weiterführen. Die Diskussion des Verhaltens der phasenstabilen Gebiete in der Umgebung der kritischen Energie wurde von verschiedenen Autoren durchgeführt [1], [23], [24], [2, Report 3]. Es wurden verschiedene Vorschläge gemacht, durch eine geeignete Programmierung der HF-Parameter (Spannung, Frequenz, Phase), die Teilchen mit gutem Wirkungsgrad über die transition-Energie zu beschleunigen (u.a. [25], [26], [27]). M. BARBIER schlug vor, für den Übergang eine stochastische Beschleunigung zu verwenden [28].

Der experimentelle Nachweis, daß ein Übergang über die kritische Energie möglich sei, erbrachte E. BODENSTEDT 1955 [29] mit einem mechanischen Analogmodell, wobei er u.a. die Methode des ein- und mehrmaligen Phasensprunges und die der Amplitudenmodulation untersuchte.

Experimentelle Erfahrungen über die Beschleunigung von Elektronen in FFAG-Beschleunigern über die transition-Energie liegen bisher nur von zwei Beschleunigermodellen der MURA vor. Beim Spiralsektor-Modell wurden durch ein Frequenzprogramm (Resonatorfrequenz kurzzeitig höher als Ω_t) etwa 60 % aller Elektronen über die transition-Energie beschleunigt [4]. Mit einem verbesserten Programm [25], [27] gelang der MURA beim 50 MeV-Modell der Übergang etwa mit einem Wirkungsgrad von 100 % [5].

In den beiden folgenden Abschnitten sollen die Gültigkeitsgrenzen der Theorie in der bisherigen Näherung (Abschnitt 2)

für die Umgebung der transition-Energie sowie der Zeitbedarf zur Beschleunigung über den kritischen Bereich abgeschätzt werden.

4.4.1 Adiabatizitätsgrenze

In der Umgebung der transition-Energie ändert sich bei konstanten Beschleunigungsbedingungen (U_o, Γ = const., $\Gamma > 0$) das bucket-Volumen so schnell, daß die Änderungen nicht mehr als adiabatisch angesehen werden können. Nach [23], [25], [26] läßt sich die Grenze der adiabatischen bucket-Variation durch die Energie T_{So} ($T_{So} < T_t$) angeben. T_{So} ist so definiert, daß der Zeitbedarf t_o zur Beschleunigung von T_{So} nach T_1 gerade der Periodendauer τ_{po} der Synchrotronfrequenz an der Stelle $T = T_{So}$ entspricht. In Abb. 36 ist die Energie T_{So} als Funktion von Γ aufgetragen (U_o/h = 1 kV, Standard-Werte).

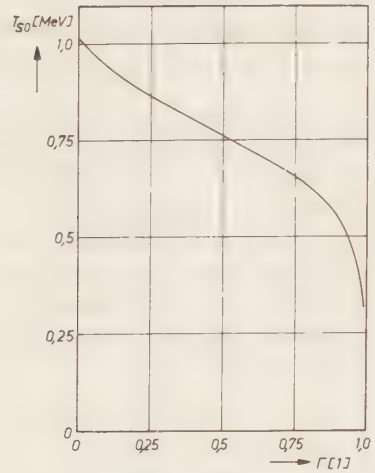


Abb. 36:
T_{So} als Funktion von Γ (U_o = 1 kV, Standard-Werte). T_{So} definiert die Adiabatizitätsgrenze (vgl. [25]).

Da die Bewegungsgleichungen für die Umgebung der kritischen Energie symmetrisch zu T_t sind (siehe z.B. [1], [2, Report 3]), ist die Adiabatizitätsgrenze T_{S1} oberhalb T_t gegeben durch $T_{S1} = 2T_t - T_{So}$. Die in Abb. 36 eingetragene Grenzenergie T_{So} ist in Übereinstimmung mit der numerisch bestimmten Adiabatizitätsgrenze [26].

4.4.2 Abschätzung des Zeitbedarfes

In [25] wird ein HF-Programm angegeben für eine Beschleunigung von T_{So} bis T_{S1}, bei dem sich in linearer Näherung die Amplitude der Synchrotronschwingungen nicht ändern soll. Der Zeitbedarf $2t_o$ (siehe 4.4.1) hängt von der Grenzenergie T_{So} (Abb. 36) und damit von r ab. Er ist für einige r-Werte in Tab. 8 eingetragen (U_o = 1 kV, Standard-Werte).

r [1]	0,1	0,3	0,5	0,7
$2t_o$ [µs]	67,0	39,8	30,6	25,4

Tab. 8: Abschätzung des Zeitbedarfes $2t_o$ zur Beschleunigung von T_{So} bis T_{S1} nach dem in [25] angegebenen Programm (U_o = 1 kV, Standard-Werte).

Eine Abschätzung des Zeitbedarfes bei stochastischer Beschleunigung über den Bereich der kritischen Energie [28] ergibt für $2t_o$ die gleiche Größenordnung wie in Tab. 8.

4.5 Zeitbedarf und mittlerer Strom vorgegebener Programme

Für drei Beschleunigungsprogramme wird der mittlere Strom in Abhängigkeit von der Zahl n der Wiederholungen des 1. Beschleunigungsabschnittes (Zwischenspeicherung) abgeschätzt. Einen relativ hohen Unsicherheitsfaktor bedingen dabei die teilweise geschätzten oder aus der Literatur entnommenen Werte für die Teilwirkungsgrade η_j der einzelnen Beschleunigungsabschnitte.

Der Abschätzung liegen folgende Beschleunigungsparameter (Standard-Werte) zugrunde: T_i = 0,2 MeV, T_e = 150 MeV, R_e = 350 cm, k = 8 und h = 1.

Das 1. Programm ist ohne Zwischenspeicherung, jedoch mit iso-adiabatischem bucket-Aufbau nach der Injektion. Beim 2. Programm wird eine Zwischenspeicherenergie T_s = 15 MeV gewählt und ebenfalls iso-adiabatischer Aufbau jeweils nach der Injektion und zu Beginn des 2. Beschleunigungsabschnittes. Im 3. Programm wird der mittlere Ausgangsstrom berechnet mit Injektion in den Synchrotronraum, Speicherung auch

bei T_s = 15 MeV und iso-adiabatischem Aufbau für den 2. Abschnitt. "Injektion in den Synchrotronraum" bedeutet, daß die Elektronen direkt in ein beschleunigtes bucket eingeschossen werden. Die Zeiten zum Aufbau eines stationären und beschleunigten Paketes (4.1 und 4.2.1) fallen dadurch weg.

Die einzelnen Teilwirkungsgrade sind folgendermaßen definiert:

η_1: Wirkungsgrad für den bucket-Aufbau nach der Injektion (Verhältnis der Zahl der in beschleunigte Pakete überführten Elektronen zur Zahl der injizierten).

η_2: Wirkungsgrad für den Übergang über die transition-Energie

η_3: zur Berücksichtigung von Verlusten während der Zwischenspeicherung

η_4: Wirkungsgrad für den bucket-Aufbau nach der Zwischenspeicherung

η_5: berücksichtigt Verluste während des 2. Beschleunigungsabschnittes.

Die für die 3 Programme angenommenen Teilwirkungsgrade sind in Tab. 9 zusammengestellt.

Programm-Nr.:	1	2	3	
η_1	1,0	1,0	0,52	(r = 0,5)
η_2	0,7	0,7	0,7	
η_3	1,0	0,9	0,9	
η_4	1,0	1,0	1,0	
η_5	0,8	0,8	0,8	
$\eta=\prod_i \eta_i$	0,56	0,50	0,26	

Tab. 9: Angenommene Teil- und Gesamtwirkungsgrade. Erläuterungen im Text.

Bei η_1 (Programm 1 und 2) wurde ein iso-adiabatischer bucket-Aufbau angenommen nach Abschnitt 4.1.2. η_1 für Programm 3 ergibt sich aus der Breite $|\Delta\phi|/2\pi$ des buckets (r = 0,5), wobei vorausgesetzt wurde, daß die injizierten Elektronen

gleichmäßig über den Umfang 2π verteilt sind (Die Funktion $|\Delta\phi|/2\pi(\Gamma)$ ist in Abb. 2 dargestellt). Der für η_2 in [5] angegebene Wert von 100 % erschien sehr hoch, hier wurde daher nur 70 % angesetzt. η_3 und η_5 hängen stark von den Vakuumbedingungen, von der Qualität der HF-Beschleunigung (Rauschanteile) sowie auch von der Wahl des Arbeitspunktes (Resonanzen) und von Feldfehlern ab; ihre Werte sind daher entsprechend unsicher.

Die Zeitintervalle Δt_j für die einzelnen Abschnitte des Hochfrequenzprogrammes sind folgendermaßen definiert:

Δt_1: Einschußdauer, sie liegt bei "single-turn-injection" in der Größenordnung von 50 ns.

Δt_2: Zeitbedarf zum Aufbau eines stationären Paketes

Δt_3: Zeitbedarf zum Aufbau eines beschleunigten Paketes

Δt_4: Beschleunigungszeit bis zum Bereich der kritischen Energie

Δt_5: Gesamtzeitbedarf zum Übergang über die transition-Energie

Δt_6: Beschleunigungszeit bis zur Zwischenspeicherenergie einschließlich des Zeitbedarfes zur Reduzierung der Energiestreuung im bucket, wenn nicht mit optimalem Γ beschleunigt wird.

Δt_7: Programmrückstellzeit bei Zwischenspeicherung zur Vorbereitung einer erneuten Injektion

Δt_8, Δt_9: Zeitbedarf zum bucket-Aufbau für den 2. Beschleunigungsabschnitt (entsprechend Δt_2 und Δt_3)

Δt_{10}: Beschleunigungszeit bis zur Endenergie (entsprechend Δt_6)

Δt_{11}: Programmrückstellzeit

Die berechneten und angenommenen (Δt_7, Δt_{11}) Beschleunigungszeiten sind in Tabelle 10 angegeben. Der Berechnung liegen folgende Werte zugrunde: Energiestreuung der injizierten Elektronen $\Delta T_i/T_i = 0{,}001$, Beschleunigungsamplitude $U_o = 1{,}0$ kV im Bereich T_i bis T_t und 2,0 kV für $T > T_t$, $\Gamma = 0{,}5$ konstant für alle Programme, Energiestreuung nach Zwischenspeicherung $\Delta T_s/T_s = 0{,}01$ (d.h. $n \approx 10$). Zahl und Verteilung der injizierten Elektronen sowie die Injektions-

zeit wurde für alle Programme als konstant angesehen.

Programm-Nr.:	1	2	3
Δt_1	<< 1	<< 1	<< 1
Δt_2, Δt_3	1,0	1,0	0,0
Δt_4	0,1	0,1	0,1
Δt_5	0,5	0,5	0,5
Δt_6	0,8	0,8	0,8
Δt_7	0,0	0,2	0,2
Δt_8, Δt_9	0,0	0,2	0,2
Δt_{10}	9,2	9,2	9,2
Δt_{11}	0,2	0,2	0,2
$\Delta t = \sum_j \Delta t_j$	11,8	12,2	11,2

Tab. 10: Zeitbedarf für die Teilabschnitte der HF-Programme. Alle Zeitangaben in ms. Erläuterungen im Text.

Der Zeitgewinn bei der Injektion in den Synchrotronraum (Programm 3) beträgt nur etwa 8 % der Gesamtbeschleunigungszeit (bezogen auf Programm 2) bei gleichzeitiger Abnahme des Wirkungsgrades um etwa 50 % verbunden mit größerer Energiestreuung. Die Verwendung des 3. Programmes erscheint daher unter den hier gemachten Voraussetzungen wenig sinnvoll.

Der relative mittlere Ausgangsstrom $\bar{I}$ (bezogen auf den Strom bei Programm 1) ist in Abb. 37 als Funktion von n dargestellt. Für n = 10 erhält man bei Programm 2 gegenüber Programm 1 einen dreifach höheren Ausgangsstrom (Programm 3 : 2,2fach). Um den doppelten mittleren Strom zu erhalten, muß beim 2. Programm n = 4 und beim 3. Programm n = 8 sein. Auch hier zeigt sich der Nachteil des 3. Programms sehr deutlich.

Der a b s o l u t e mittlere Ausgangsstrom bei Injektion über einen ganzen Umlauf ergibt sich aus folgender Gleichung:

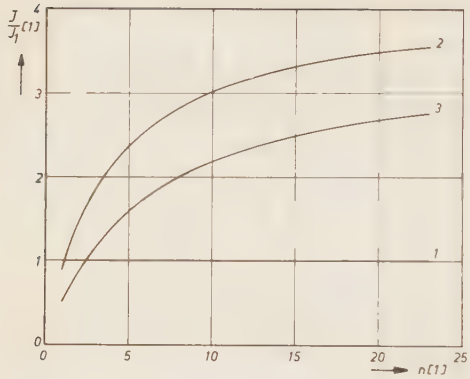


Abb. 37:
Mittlerer Ausgangsstrom $\bar{I}$ bezogen auf den Strom bei Programm 1) als Funktion von n. Weitere Erläuterungen im Text.

$$\bar{I}\ [A] = \frac{I_1[A] \cdot n[1] \cdot 0{,}5}{\Omega_1[Hz] \cdot \Delta t[s]} \quad . \tag{58}$$

Wegen der Störungen der Gleichgewichtsbahn durch den Inflektor wird eine verwertbare Injektion wahrscheinlich nur über etwa einen halben Umlauf möglich sein [12]. In Gl. (58) ist daher noch der Korrekturfaktor 0,5 angebracht. Mit den Werten für Programm 1 erhält man aus Gl. (58) einen mittleren Strom von

$$\bar{I} = \frac{2{,}5 \cdot 0{,}56 \cdot 0{,}5}{17{,}9 \cdot 10^{6} \cdot 11{,}8 \cdot 10^{-3}} \approx 3\,\mu A \quad .$$

Bei einem Beschleunigungsprogramm nach Abschnitt 3.6.1 mit konstanter HF-Leistung erhält man bei gleicher Teilung wie bei Programm 2 im Mittel einen Faktor 2 für die Beschleunigungsspannung, so daß der mittlere Strom $\bar{I} \approx 6$ µA sein würde. Speicherung mit n = 10 (Programm 2) liefert noch den Faktor 3 gegenüber Programm 1. Bei der bisherigen Abschätzung wurde r = 0,5 angenommen. Nach Abb. 32 sind z.T. beträchtlich höhere r-Werte zulässig. Es scheint daher die Annahme gerechtfertigt, daß bei 10facher Zwischenspeicherung und Injektion unterhalb der transition-Energie ein mittlerer Ausgangsstrom $\bar{I} \approx 20$ µA möglich sein wird. Eine ähnliche Abschätzung unter etwas anderen Voraussetzungen [12] ergab für $\bar{I}$ den Wert 6 µA. Bedenkt man die relativ großen Unsicher-

heiten bei der Abschätzung, sind beide Ergebnisse durchaus verträglich.

Der Zeitgewinn bei der Injektion oberhalb der transition-Energie beträgt nach Tabelle 10 etwa 5 ... 10 % (T_i=4,0 MeV); der höheren Raumladungsgrenze wegen können jedoch sehr viel mehr Elektronen injiziert werden, so daß dadurch der mittlere Strom erhöht werden kann (Abschätzung siehe [12]).

5. Experimentelle Verwirklichung der Hochfrequenzprogramme

Es wurde ein vollständiges und variables Hochfrequenz-Beschleunigungssystem aufgebaut. Die Anforderungen an die einzelnen Baugruppen dieses Systems (Parameterbereiche, Stabilitätsforderungen usw.) ergeben sich aus den vorangehenden Abschnitten. Abb. 38 zeigt ein vereinfachtes Blockschaltbild der ganzen Anordnung. Das Frequenzprogramm FP wird

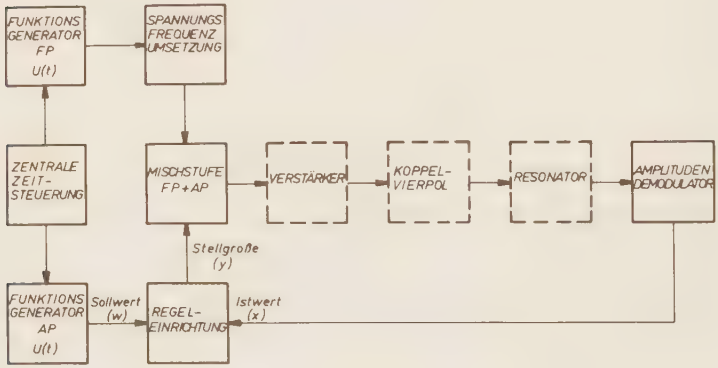


Abb. 38: Vereinfachtes Blockschaltbild des vollständigen Hochfrequenz-Beschleunigungssystems. In der vorliegenden Arbeit werden nur die durchgehend umrandeten Baugruppen sowie die Eigenschaften des Regelkreises beschrieben.

zunächst in einem Funktionsgenerator als zeitabhängige Spannung dargestellt und danach in einem Spannungs-Frequenz-Umsetzer in die zeitlich variable Beschleunigungsfrequenz umgewandelt. Ein zweiter Funktionsgenerator AP stellt das Amplitudenprogramm her. Frequenzprogramm FP und Amplitudenprogramm AP werden in einer Modulationsstufe gemischt und gelangen danach über den Verstärker und den Koppelvierpol zum Resonator. Um den Amplitudengang und die Nichtlinearitäten der verschiedenen Übertragungsglieder, insbesondere des Resonators auszugleichen, wurde für das Amplitudenpro-

gramm ein geschlossener Regelkreis aufgebaut. In den folgenden Abschnitten wird über Aufbau und Eigenschaften der in Abb. 38 durchgehend umrandeten Baugruppen sowie über die Eigenschaften des Regelkreises berichtet. Verstärker, Koppelvierpol und Resonator werden an anderer Stelle beschrieben [13].

5.1 Funktionsgenerator

Das FFAG-Prinzip gestattet es, eine Vielzahl verschiedener Amplituden- und Frequenzprogramme zur Beschleunigung zu verwenden. Teile der Programme müssen, z.B. bei Zwischenspeicherung, wiederholbar sein; je nach Senderleistung und Endenergie kann die Folgefrequenz der Beschleunigungszyklen variieren. Da Frequenz- und Amplitudenprogramm unabhängig voneinander sein müssen, wird für beide Programme je ein eigener Funktionsgenerator benötigt.

Der hier entwickelte Funktionsgenerator ist nach dem Baukastensystem aufgebaut. Die gewünschte Funktion entsteht zunächst als Spannung an einem Ladekondensator durch zeitabhängige Lade- und Entladeströme. Die Auf- und Entladung erfolgt durch einzelne, voneinander unabhängige Schalteinheiten, die extern durch entsprechende Torspannungen variabler Zeitdauer gesteuert werden können. Die charakteristischen Parameter der in den einzelnen Schalteinheiten hergestellten Teilfunktionen (Steigung, zeitliche Änderung der Steigung u.s.w.) lassen sich in weiten Bereichen verändern. Das Prinzip der Zusammenschaltung der Teilfunktionen wurde von SWENSON angegeben [5], [30].

Die zeitliche Steuerung des Funktionsgenerators, d.h. die Herstellung der variablen Torspannungen in der gewünschten Reihenfolge erfolgt in zwei Schritten (siehe Abb. 39, Zeitsteuerteil). Ein Triggerimpuls von der zentralen Zeitsteuerung des Beschleunigers öffnet das Tor T_1 zum Zeitpunkt t_o und stößt zugleich eine Verzögerungseinheit an, die nach Ablauf der Zeit Δt_1 einen Impuls abgibt, der das Tor T_1 wieder schließt, das Tor T_2 öffnet und die folgende Verzögerungseinheit anstößt, die nach der Zeit Δt_2 ihrerseits

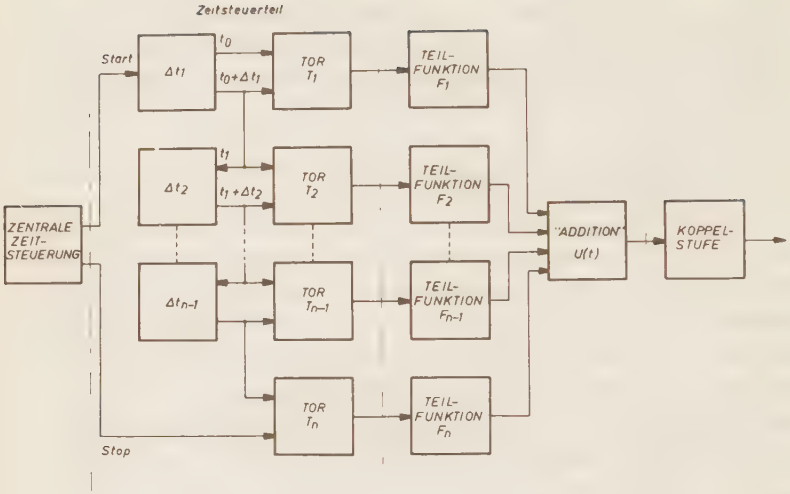


Abb. 39: Blockschaltbild des Funktionsgenerators

wieder einen Impuls zum Schließen von T_2 und zum Öffnen des nächsten Tores abgibt u.s.w. Die Teilfunktionen F_i sind jeweils während der Zeiten Δt_i eingeschaltet. Die Variation eines Zeitintervalles bleibt ohne Einfluß auf die vorangehenden oder nachfolgenden Abschnitte. Die Gesamtzeit eines Zyklus ist durch die Summe der Zeitverzögerungen bzw. durch die Zeitdifferenz zwischen Stop- und Startsignal gegeben.

Die Beeinflussung des Zeitablaufes von außen ist leicht möglich durch Auftrennen der Steuerleitung zwischen aufeinanderfolgenden Stufen. Beendigung oder Beginn eines Verzögerungsintervalles sind so z.B. vom Eintreten bestimmter äußerer Ereignisse (etwa dem Erreichen einer vorgewählten Umlaufsfrequenz oder Energie im Beschleuniger) abhängig zu machen.

Die Darstellung einer gewünschten Funktion erfolgt durch Addition einzelner, in sich freilaufender Teilfunktionen, wobei nicht nur ein zeitliches Hintereinander möglich ist (wie in Abb. 39 dargestellt), sondern durch gleichzeitige

Anschaltung mehrerer Teilfunktionen auch eine Addition zeitlich übereinander, wodurch die Variabilität des Funktionsgenerators noch erweitert wird. Die Anzahl der zusammenschaltbaren Teilfunktionen ist im Prinzip beliebig und richtet sich nur nach dem gewünschten Programm; ebenso ist der mehrmalige Ablauf einzelner Programmabschnitte etwa bei Zwischenspeicherung sowie die Variation der Folgefrequenz durch entsprechende Einstellung an der zentralen Zeitsteuerung möglich. Durch den Aufbau des Funktionsgenerators ist eine klare Trennung zwischen den digitalen Steuerspannungen und den analogen Rechenspannungen gegeben.

Die Verzögerungs- und Torschaltungen sind in Halbleitertechnik aufgebaut. Je 8 Einheiten sind in einem gemeinsamen 19"-Chassis untergebracht. Jede Torspannungseinheit liefert eine positive und eine negative Torspannung. Alle Impulseingänge und -ausgänge liegen an der Frontplatte. Die Verzögerungszeit jeder Einheit ist im Bereich von 20 µs bis 5 ms kontinuierlich wählbar.

Die Teilfunktionen sind jeweils einzeln oder zu zweit auf einem steckbaren Subchassis montiert. Ein Hauptchassis kann maximal 8 Subchassis aufnehmen. Folgende Funktionen wurden realisiert:

$$U = a_1 \qquad (a_1 > 0)$$

$$U = a_2 \cdot t \qquad (a_2 > 0)$$

$$U = a_3 \cdot t \qquad (a_3 < 0)$$

$$U = a_4 \cdot t^2 \qquad (a_4 > 0)$$

$$U = a_5 \cdot t^2 \qquad (a_5 < 0)$$

$$U = e^{a_6 t} \qquad (a_6 < 0)$$

Die Koeffizienten a_i sind kontinuierlich variabel. Die Funktion $U = a_i$ ist notwendig, um definierte Anfangs- und Endbedingungen für ein Programm einzustellen durch Auf- bzw. Entladung des für alle Teilfunktionen gemeinsamen Ladekondensators (Additionsstufe) auf ein vorgegebenes Potential, wodurch die oben erwähnte Unabhängigkeit von der Folgefrequenz erreicht wird.

Zur Herstellung der verschiedenen Funktionen wurden den in [31] angegebenen ähnliche, jedoch meist vereinfachte Schaltungen verwendet. Die positiv verlaufende Parabel wird z.B. durch zweimalige Integration einer Konstanten erzeugt. Die Schaltungen sind in Röhrentechnik ausgeführt; es wurden nur sogenannte Langlebensdauer-Röhren verwendet. Da die Röhren häufig nur als Schalter oder Kathodenfolger eingesetzt sind, ist die Stabilität der hergestellten Funktionen außer von den Versorgungsspannungen nur noch von der Konstanz der passiven Bauelemente (Widerstände und Kondensatoren) abhängig, wenn man von Änderungen der Röhrensteilheit durch Alterung absieht. Alle Versorgungspannungen sind elektronisch stabilisiert. Die Funktionsparameter a_i müssen innerhalb des Bereiches der Rechenspannung unabhängig sein vom Ladezustand des die Addition bewirkenden Kondensators. Die Teilfunktionen sind untereinander durch Dioden mit hohem Sperrwiderstand entkoppelt. Der Bereich der Rechenspannung liegt zwischen 0 und +200 Volt.

Zur Vermeidung von Rückwirkungen auf die Additionsstufe und zur Anpassung des jeweiligen Programms an die nachfolgenden Geräte (Spannungs-Frequenz-Umsetzer oder Amplituden-Regeleinrichtung) ist je eine spezielle Koppelstufe notwendig, die auch als steckbares Subchassis ausgeführt ist. Jede Koppelstufe gestattet es, das im Funktionsgenerator gebildete zeitabhängige Spannungssignal zu differenzieren. Diese Differentiation hat sich gut bewährt, sowohl zur qualitativen Kontrolle der einzelnen Teilfunktionen, als auch bei der Addition der Teilfunktionen zur Überprüfung der Nahtstellen, da Unstetigkeiten in den Steigungen aneinandergrenzender Kurvenstücke gut sichtbar gemacht werden können.

In Abb. 40 ist der Aufbau einer Funktion aus mehreren Teilfunktionen veranschaulicht mit einer zeitlichen Addition sowohl nach- als auch übereinander. Die Abb. 41 bis 45 sind Reproduktionen von Oszillographenaufnahmen (z.T. durch Mehrfachbelichtung entstanden) und zeigen einige Beispiele für die Wirkungsweise und die Möglichkeiten des Funktionsgenerators. In Abb. 41 ist die gleichzeitige Addition einer Geraden

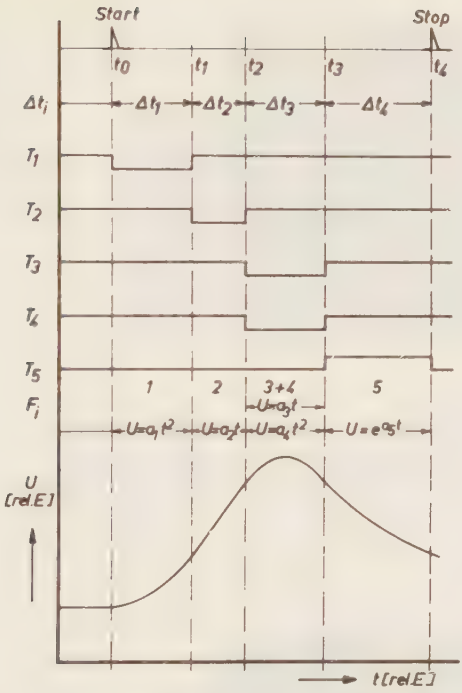


Abb. 40:

Beispiel für den Aufbau einer Funktion aus mehreren Teilfunktionen (siehe auch Abb.39).

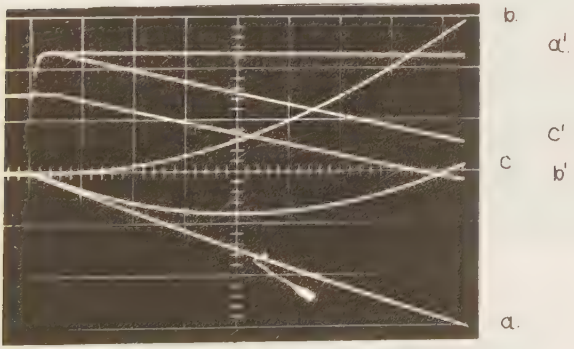


Abb. 41:

Beispiel für den Aufbau einer Funktion aus Teilfunktionen: Gleichzeitige Addition einer Geraden a und einer Parabel b. Es sind sowohl die beiden Teilfunktionen a und b als auch die Summenfunktion c jeweils mit ihren zeitlichen Ableitungen a', b' und c' abgebildet (Zeitmaßstab 25 µs/cm).

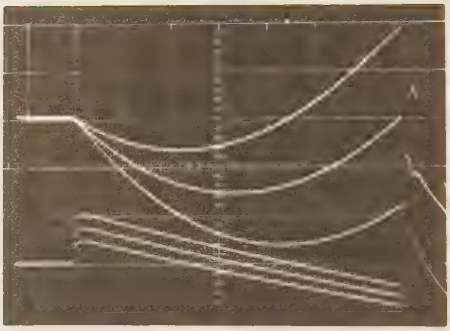


Abb. 42:

Gleichzeitige Addition einer positiv verlaufenden Parabel mit negativ verlaufenden Geraden verschiedener Steigung. Es sind jeweils die Summenfunktion (oben) sowie ihre zeitliche Ableitung (unten) abgebildet (Zeitmaßstab 20 µs/cm).

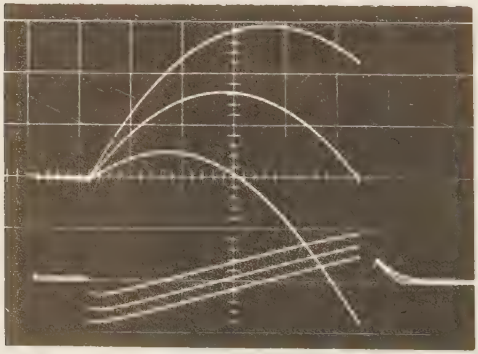


Abb. 43:

Gleichzeitige Addition einer negativ verlaufenden Parabel mit positiv verlaufenden Geraden verschiedener Steigung. Es sind jeweils die Summenfunktion (oben) sowie ihre zeitliche Ableitung (unten) abgebildet (Zeitmaßstab 20 µs/cm).

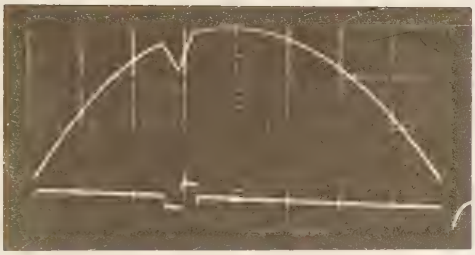


Abb. 44:

Zeitlich verzögerte Überlagerung von zwei Geradenstücken auf eine Grundfunktion, die zusammengesetzt ist aus einer negativ verlaufenden Parabel und einer positiv verlaufenden Geraden. Abgebildet sind die Summenfunktion (oben) sowie ihre zeitliche Ableitung (unten) (Zeitmaßstab 100 µs/cm).

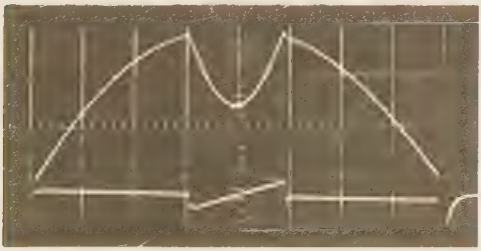


Abb. 45:

Zeitlich verzögerte Überlagerung einer Parabel (zusammengesetzt aus positiv verlaufender Parabel und negativ verlaufender Geraden) auf die gleiche Grundfunktion wie in Abb. 44. Abgebildet sind die Summenfunktion (oben) sowie ihre zeitliche Ableitung (unten) (Zeitmaßstab 100 µs/cm).

und einer Parabel dargestellt. Es sind sowohl die Teilfunktionen als auch die Summenfunktion jeweils mit ihren zeitlichen Ableitungen aufgenommen worden. In der Abb. 42 und 43 ist eine positive bzw. negativ verlaufende Parabel überlagert mit Geraden verschiedener Steigung sowie die zeitlichen Ableitungen der Summenfunktion abgebildet. Die Abb. 44 und 45 zeigen etwas komplizierter aufgebaute Funktionen. Der Grundfunktion (Parabel und Gerade) wurden nach Ablauf einer gewissen, beliebig wählbaren Verzögerungszeit andere Funktionen überlagert. In Abb. 44 sind es zwei Geradenstücke und in Abb. 45 ist es eine Parabel, die ihrerseits wieder gebildet wurde durch Überlagerung der Teilfunktionen Parabel und Gerade. Die differenzierten Funktionen sind jeweils mit aufgenommen. Die Zeitablenkfaktoren sind bei den Bildunterschriften mit angegeben. Weitere Beispiele für dargestellte Funktionen findet man in Abschnitt 5.4.

5.2 Spannungs-Frequenz-Umsetzung

Der Funktionsgenerator liefert das Frequenzprogramm zunächst in der Form einer zeitlich veränderlichen Spannung. Dieses Signal muß nun noch in die gewünschte Frequenzänderung umgewandelt werden, wobei sich Mittenfrequenz und Frequenzhub aus den Daten des Beschleunigers und den Anforderungen an das spezielle Beschleunigungsprogramm ergeben. Eine lineare Spannungs-Frequenz-Umsetzung ist zweckmäßig, da dann schon das vom Funktionsgenerator gelieferte Spannungssignal dem gewünschten Frequenzprogramm entspricht.

Für die Umsetzung wurde ein Wobbelgenerator Type SM 2000/LH-2 der Firma Telonic Inc., USA, verwendet, der durch einige Umbauten dem vorliegenden Problem angepaßt wurde. Die Frequenzvariation erfolgt durch Kapazitätsvariationsdioden. Zwei Gegentaktoszillatoren, die beide bei etwa 400MHz schwingen, werden dabei durch das Spannungssignal gegenläufig verstimmt und die Differenzfrequenz ausgefiltert. Die Mittenfrequenz ist mechanisch zwischen 0,4 und 110 MHz einstellbar; der maximale Frequenzhub beträgt etwa 40 MHz.

Die Linearität der Frequenzmodulation wurde statisch und dynamisch gemessen. Unter "statischer" Messung wird hier eine punktweise Messung von Spannung und Frequenz bei jeweils zeitlich konstanter Steuerspannung verstanden. Die Spannung wurde mit einem Digitalvoltmeter und die Frequenz mit einem aktiven Frequenzmesser bestimmt. Abb. 46 zeigt das Ergebnis einer Messung. Es ist dort aufgetragen die auf die Mittenfrequenz f_m = 25 MHz bezogene relative Frequenzabweichung von

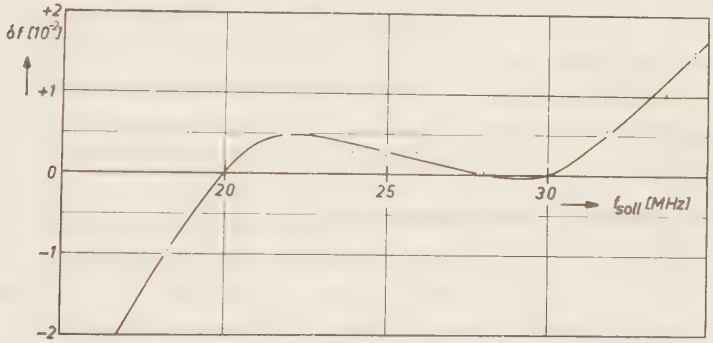


Abb. 46:

Abweichungen von einer linearen Kennlinie der Spannungs-Frequenz-Umsetzung. Es ist aufgetragen die relative Frequenzabweichung von der Sollfrequenz δf (bezogen auf die Mittenfrequenz f_m = 25 MHz) als Funktion der Sollfrequenz f_{soll}. Die Sollfrequenz ergibt sich aus der Annahme einer linearen Modulationskennlinie. Die Sollgerade geht durch die Meßpunkte bei 20 und 30 MHz.

der Sollfrequenz δf als Funktion der Sollfrequenz f_{soll}. Die Sollfrequenz ergibt sich aus der Annahme einer linearen Modulationskennlinie. Die Sollgerade wurde durch den Mittelwert der Meßpunkte bei 20 und 30 MHz gelegt. Innerhalb dieses Frequenzintervalles beträgt die maximale relative Abweichung etwa +0,5 %. Die Abweichungen sind in diesem Bereich nicht symmetrisch zur Mittenfrequenz, so daß bei etwas anderer Wahl der Sollgeraden die maximale relative Abweichung nur etwa ± 0,25 % betrüge. Zwischen 18 und 33 MHz liegt die Abweichung noch im Bereich ± 0,5 %. Der Frequenzbereich, der durch die Abweichung von +0,5 % von der Sollfrequenz bestimmt

wird, entspricht einer Bandbreite von etwa 45 % und damit dem Bedarf an notwendiger Bandbreite bei Standard-Bedingungen (siehe Abb. 12).

Die "dynamische" Messung der Modulationskennlinie erfolgte nach folgender Methode: Die Oszillatorfrequenz wurde mit einer linear ansteigenden Spannung bekannter Änderungsgeschwindigkeit moduliert. Die Kennlinie wurde dann punktweise ermittelt durch Messung der Zeit, nach der eine bestimmte Frequenz erreicht worden war. Das Erreichen dieser Frequenz wurde festgestellt durch Überlagerung der modulierten Frequenz mit einer bekannten Vergleichsfrequenz und Betrachten des Schwebungssignales. Innerhalb der Fehlergrenzen dieses Verfahrens (etwa 5 %) wurden Abweichungen von der Steigung der Modulationskennlinie gegenüber der aus der statischen Messung ermittelten nicht festgestellt. Die maximal hierbei verwendeten Modulationsgeschwindigkeiten betrugen 40 MHz/ms, die größte Folgefrequenz des Modulationszyklus war 1 kHz. Die Meßmethode ist bei vorgegebener Apparatur durch die Bandbreite des Verstärkers für das Schwebungssignal begrenzt.

Um das Modulationsverhalten bei höheren Modulationsgeschwindigkeiten zu untersuchen, wurde die folgende Meßmethode angewendet: Als Spannungssignal wurde ein Spannungssprung benutzt. Die Anstiegszeit betrug etwa 0,4 µs. Zur Messung der zeitlichen Änderung der Frequenz wurde dem auf dem Oszillographenschirm angezeigten Spannungssignal mit geringer Amplitude die durch diese Spannung modulierte und zu messende Hochfrequenzspannung überlagert. Dadurch war eine eindeutige Zuordnung zwischen dem Augenblickswert der Modulationsspannung und der modulierten Frequenz gegeben. Die Schirmbildaufnahmen (Zeitablenkung 100 ns/cm, Einmalablenkung) dieses kombinierten Signals wurden mit einem Komparator (Type Mam 120/60 der Firma Askania-Werte AG) vermessen. Durch Bestimmung des Abstandes von Punkten gleicher Phase konnte die zeitlich sich ändernde Wellenlänge und damit die Frequenzvariation durch das Spannungssignal ermittelt werden. Es wurden Modulationsgeschwindigkeiten durch Variation der Höhe des Spannungssprunges bis zu 60 MHz/µs gemessen. Die

Mittenfrequenz betrug etwa 30 MHz. Eine Phasenverschiebung gegenüber dem modulierenden Signal wurde dabei noch nicht beobachtet.

Die größten Änderungsgeschwindigkeiten der Umlaufsfrequenz treten im Bereich unterhalb der kritischen Energie T_t auf. Bei einem Beschleuniger mit Standard-Werten und Beschleunigungsparametern, wie sie der Abb. 22 zugrunde liegen, beträgt die notwendige Modulationsgeschwindigkeit in diesem Energiebereich nur etwa 60 MHz/ms, so daß in dieser Hinsicht das Hochfrequenzsystem den Anforderungen des Beschleunigers sicher genügen würde. Die hohe mögliche Modulationsgeschwindigkeit bietet eine Möglichkeit, auch in Verbindung mit dem Funktionsgenerator Versuche zur stochastischen Beschleunigung (z.B. im Bereich der Übergangsenergie) durchzuführen.

Die zeitliche Konstanz der Frequenz des Wobbelgenerators wurde gemessen bei fest eingestellter Steuerspannung durch Mischung dieser Frequenz mit der Frequenz eines aktiven Frequenzmessers (Type WIK der Firma Rohde und Schwarz). Die Differenzfrequenz wurde mit einem Kompensationsschreiber registriert. Die Mittenfrequenz war 20 MHz und die Konstanz der Umgebungstemperatur etwa $\pm$ 0,5 °C. Die mittleren Frequenzschwankungen während 1 Minute betrugen $\pm$ 3 kHz, während 10 Minuten $\pm$ 6 kHz und während 1 Stunde $\pm$ 10 kHz. Da die Ausgangsfrequenz des Wobbelgenerators das Ergebnis der Mischung zweier um mehr als eine Größenordnung höherer Frequenzen ist, sind die gemessenen Frequenzschwankungen in guter Näherung unabhängig von der eingestellten Mittenfrequenz. Die auf diese bezogenen relativen Frequenzänderungen nehmen daher mit höherer Mittenfrequenz ab.

Die Anforderungen an die Stabilität der Injektionsfrequenz ergeben sich nach Abschnitt 4.2.3 aus der Stabilität der Injektionsenergie T_i. Für $\delta T_i = 0{,}001$ und Standard-Werte sind relative Frequenzänderungen von etwa 2.10^{-4} zulässig; für f_m = 20 MHz entspricht das einer absoluten Änderung von etwa 4 kHz.

5.3 Regelkreis für das Amplitudenprogramm

Bei der Amplitudenregelung handelt es sich um eine Proportionalregelung mit zeitlich veränderlicher Führungsgröße[1]. Führungsgröße w ist das zeitabhängige Spannungssignal aus dem Funktionsgenerator für das Amplitudenprogramm (siehe Abb. 38). Aufgabengröße x_A der Regelung ist die Amplitude der Resonator-Spaltspannung. Die für die Regelung, d.h. für den Soll-Istwert-Vergleich herangezogene Größe ist die Regelgröße x, hier das vom Amplitudendemodulator gelieferte Spannungssignal. Die Regelgröße entspricht nicht ganz der Aufgabengröße, da die Kennlinie des Demodulators, insbesondere bei kleinen Amplituden, nicht linear ist.

5.3.1 Regeleinrichtung

Die Regeleinrichtung besteht aus einer Differenzverstärkerstufe mit nachfolgendem mehrstufigem Gleichspannungsverstärker. Der Differenzverstärker führt den Vergleich (Subtraktion) zwischen Führungsgröße w (Sollwert) und Regelgröße x (Istwert) durch. Die vom Gleichspannungsverstärker weiter verstärkte Differenzspannung zwischen Soll- und Istwert ist die Eingangsgröße (Stellgröße y) der Regelstrecke.

Die Gleichlaufunterdrückung der Differenzstufe ist bis zu Eingangsamplituden von 10 V_{ss} besser als 10 000 : 1. Ihr Spannungsverstärkungsfaktor ist 10; die Verstärkung ist linear bis zu Differenzsignalen von 800 mV_{ss}. Diese Größen wurden gemessen mit einer positiven Rechteckspannung der Frequenz 1 kHz.

Der Verstärkungsfaktor bzw. Übertragungsbeiwert $K_R = \Delta y/\Delta x$ [32] der Regeleinrichtung in Abhängigkeit von der Frequenz f_x des Istwertes ist in Abb. 47 aufgetragen (Größe des Sollwertes 0 V, Größe des Istwertes 40 mV_{ss}). Der maximale Übertragungsbeiwert beträgt 54 dB und der Abfall mit

---

[1] Die bei der Beschreibung des Regelkreises für das Amplitudenprogramm verwendeten Begriffsbildungen richten sich nach den Vorschlägen des Deutschen Normenausschusses [32].

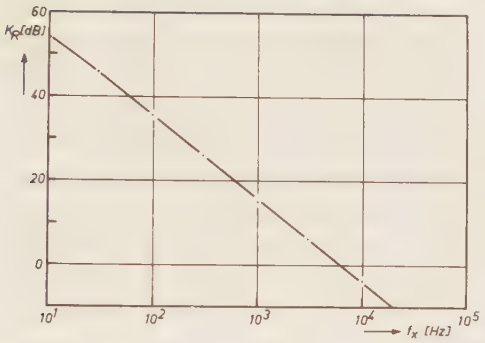


Abb. 47:
Der Übertragungsbeiwert K_R der Regeleinrichtung als Funktion der Frequenz f_x des Istwertes.

wachsender Frequenz 20 dB/Dekade. Die Bandbreite der Regeleinrichtung, bezogen auf den Verstärkungsfaktor 1 ist 6,3 kHz. Der Verstärkungsabfall von 20 dB/Dekade trägt zu einer stabilen Regelung bei.

5.3.2 Regelstrecke

Zur Regelstrecke gehören die Mischstufe, wo das Frequenz- und Amplitudenprogramm miteinander kombiniert werden, der mehrstufige Verstärker mit Senderendstufe, der Koppelvierpol mit dem Resonator und der Amplituden-Demodulator.

Die Beeinflussung der Hochfrequenzspannung in ihrer Amplitude ("Mischung" von Frequenz- und Amplitudenprogramm) geschieht durch Variation der negativen Gittervorspannung einer Regelröhre mit Hilfe der in der Regeleinrichtung verstärkten Differenzspannung zwischen Soll- und Istwert. Neben den in bezug auf die Amplitude nicht linearen Kennlinien der Mischstufe und des Verstärkers (B-Verstärkung) ist die wichtigste Störgröße der Regelstrecke der Frequenzgang des Resonators. Die Frequenzgangkurve des Resonators hatte bei den hier und in den folgenden Abschnitten beschriebenen Untersuchungen die Form einer symmetrischen 3-Kreis-Bandfilterkurve. Die "Höcker"-Frequenzen lagen bei 26, 30 und 34 MHz. Die Amplitudenabnahme zwischen zwei Höckern betrug etwa 10 dB. Die Ausgangsamplitude der Mischstufe nahm im Bereich zwischen 25 und 35 MHz linear um etwa 5 dB ab. Die obere

Grenzfrequenz des Amplituden-Demodulators in bezug auf Amplitudenänderungen der Hochfrequenzspannung beträgt etwa 500 kHz. Sie liegt damit um mehr als eine Größenordnung höher als die 3 dB-Frequenz des geschlossenen Regelkreises (siehe Abschnitt 5.3.3). Der Übertragungsbeiwert $K_S = \Delta x/\Delta y$ der Regelstrecke ist abhängig von der Höhe der Gittervorspannung in der Mischstufe (d.h. abhängig von y). Der gemessene Verlauf ist in Abb. 48 dargestellt. Die Frequenz der Hochfrequenzspannung war bei dieser Messung konstant und entsprach der Mittenfrequenz der Resonator-Resonanzkurve (f_m = 30 MHz). Zur Messung

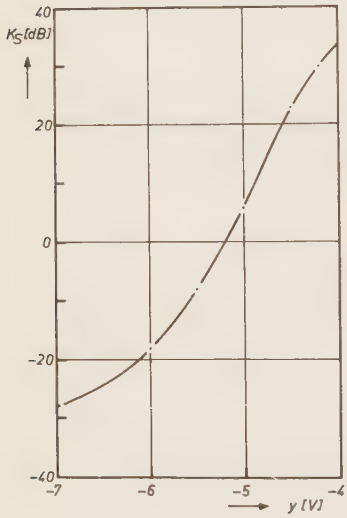


Abb. 48:
Der Übertragungsbeiwert K_S der Regelstrecke als Funktion der Stellgröße y.

wurde die Gittervorspannung mit einem Signal der Frequenz 3 kHz und variabler Amplitude moduliert. Der Übertragungsbeiwert K_S wurde jeweils berechnet aus der Steigung des linearen Teiles der Funktion $x_{\approx} = g(y_{\approx})$ mit y als Parameter; $x_{\approx}$ und $y_{\approx}$ bedeuten hierbei die 3 kHz-Anteile der demodulierten Hochfrequenzspannung und der Gittervorspannung.

5.3.3 Geschlossener Regelkreis

Das Frequenzverhalten eines geschlossenen Regelkreises, bestehend aus Regelstrecke und Regeleinrichtung, wird beschrieben durch Angabe seines Amplituden- und Phasenganges. Unter dem Amplitudengang versteht man das Verhältnis der Amplituden der Ausgangsgröße und der Eingangsgröße als Funktion der Frequenz der Eingangsgröße, wobei sinusförmige Änderungen der Eingangsgröße und lineare Übertragungskennlinien in den einzelnen Gliedern des Regelkreises vorausgesetzt werden. Außerdem muß sich das System im eingeschwungenen Zustand befinden. Unter dem Phasengang versteht man die Phasendifferenz zwischen Ausgangs- und Eingangsgröße auch in Abhängigkeit von der Frequenz der Eingangsgröße und sonst gleichen Voraussetzungen wie beim Amplitudengang [32].

Für den geschlossenen Regelkreis der Amplitudenregelung innerhalb des Hochfrequenzbeschleunigungssystems wurden der Amplituden- und Phasengang in bezug auf die Variation der Führungsgröße w (Amplituden-Sollwert) gemessen. Um den Einfluß von Nichtlinearitäten zu verringern, war die durch die Variation der Führungsgröße hervorgerufene Änderung der Amplitude der Hochfrequenzspannung klein gegenüber ihrer Amplitude bei fehlendem Modulationssignal (Amplitudenhub einige Prozent). Die Frequenz der Hochfrequenzspannung war konstant und gleich der Mittenfrequenz des Resonators; f_m = 30 MHz.

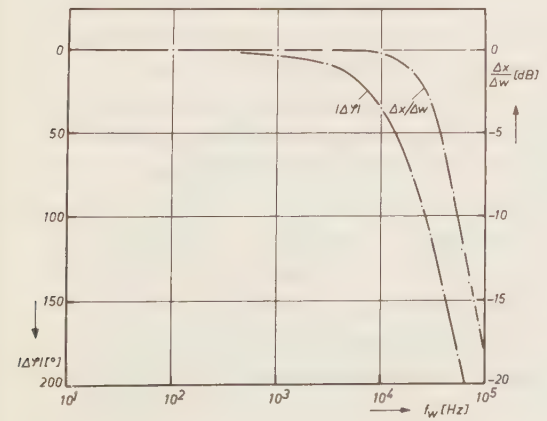


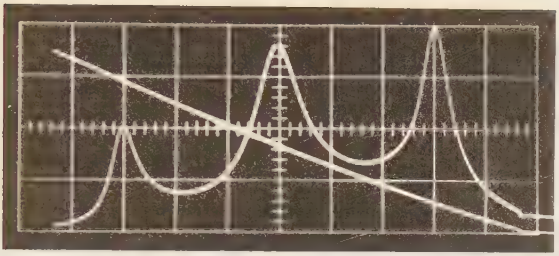
Abb. 49:
Amplituden- und Phasengang des geschlossenen Regelkreises. Es ist dargestellt das Amplitudenverhältnis Δx/Δw bei kleinen Amplitudenänderungen und der Betrag der Phasendifferenz Δφ zwischen Führungsgröße w und Regelgröße x als Funktion der Frequenz f_w der Führungsgröße.

Zur Messung des Phasenganges wurden die mit gleicher Amplitude wie bei der Messung des Amplitudenganges sinusförmig variierte Führungsgröße und das zugehörige Signal des Amplituden-Demodulators phasenstarr auf dem Oszillographenschirm dargestellt und photographiert. Die Phasendifferenzen wurden bestimmt durch Vermessen der Aufnahmen mit einem Komparator. Die Ergebnisse sind in Abb. 49 dargestellt. Es ist dort das Amplitudenverhältnis $\Delta x/\Delta w$ und der Betrag der Phasendifferenz $\Delta\varphi$ zwischen Führungsgröße w und Regelgröße x als Funktion der Frequenz f_w der Führungsgröße aufgetragen. Bei einer Frequenz von 30 kHz hat die Amplitude der Regelgröße in bezug auf den Amplituden-Sollwert um 3 dB abgenommen (3 dB-Frequenz).

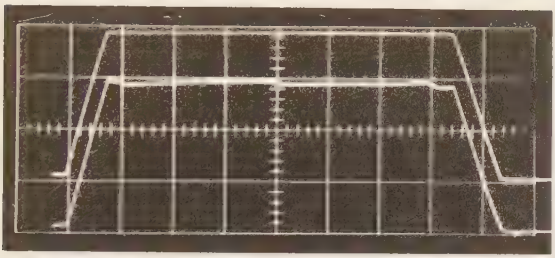
5.4 Beispiele für die Arbeitsweise des Hochfrequenz-Beschleunigungssystems

In diesem Abschnitt soll an Hand einiger Oszillogramm-Beispiele die Arbeitsweise des Modell-Hochfrequenz-Beschleunigungssystems gezeigt werden. Die Angaben zum Zeit- und Amplitudenmaßstab der reproduzierten Schirmbildaufnahmen beziehen sich jeweils auf das mit abgebildete Raster des Oszillographenschirms (Gitterkonstante 1 cm).

In der Abb. 50 wird das Verhalten der Amplitudenregelung gegenüber der Hauptstörgröße der Regelstrecke, dem Frequenzgang des Resonators, dargestellt. Die etwa diagonal verlaufende Spur in Abb. 50a ist das Frequenzprogramm. Die Frequenz nimmt mit zunehmender Zeit ab (positive Zeitrichtung bei allen Aufnahmen von links nach rechts). Die 2. Spur zeigt die Resonanzkurve des Resonators (Ausgangssignal des Amplituden-Demodulators, Regelgröße x); die "Höcker"-Frequenzen liegen bei 34, 30 und 26 MHz. Die Amplitudenregelung ist nicht wirksam, die negative Gitterspannung der Mischstufe wurde konstant gehalten (Stellgröße y = const.). Die ungleiche Höhe der Höcker ist bedingt durch die Überlagerung der Frequenzcharakteristik der Mischstufe (siehe Abschnitt 5.3.2). In Abb. 50b ist bei sonst gleichen Verhältnissen zusätzlich die Amplitudenregelung eingeschaltet worden. Das obere Signal ist das Amplitudenprogramm (Sollwert), das untere Signal



a.



b.

Abb. 50:

Verhalten der Amplitudenregelung gegenüber der Hauptstörgröße der Regelstrecke, dem Frequenzgang des Resonators.
a: etwa lineares Frequenzprogramm und Istwert ohne Regelung; Höckerfrequenzen 34,30 und 26 MHz (von links)
b: Sollwert (obere Spur) und Istwert mit Regelung (untere Spur).
Weitere Erläuterungen im Text (Zeitmaßstab 0,5 ms/cm).

zeigt den Istwert der Regelung (Ausgangssignal des Amplitudendemodulators). Der Amplitudenmaßstab ist mit Ausnahme des Frequenzprogrammes bei allen Spuren 0,5 V/cm und der Zeitmaßstab 0,5 ms/cm. Das Frequenzprogramm entspricht einer Modulationsgeschwindigkeit von 2,67 MHz/ms. Die Restwelligkeit des Istwertes gegenüber dem Sollwert beträgt etwa $\pm$ 0,075 dB.

Arbeitet die Regelung einwandfrei, so muß bei gleichem Frequenz- und Amplitudenprogramm wie in Abb. 50 am Eingang des Verstärkers (siehe Abb. 38) die Einhüllende der hindurchgehenden Hochfrequenzspannung der reziproken Frequenzkurve des nachfolgenden Teiles der Regelstrecke entsprechen. In der Abb. 51 (Zeitmaßstab 0,5 ms/cm) ist diese reziproke

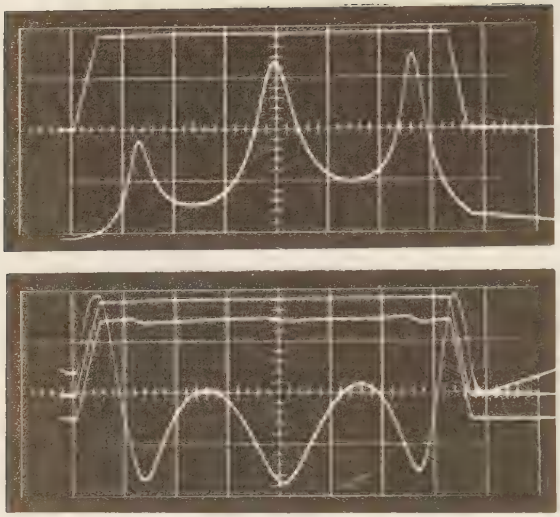


Abb. 51:

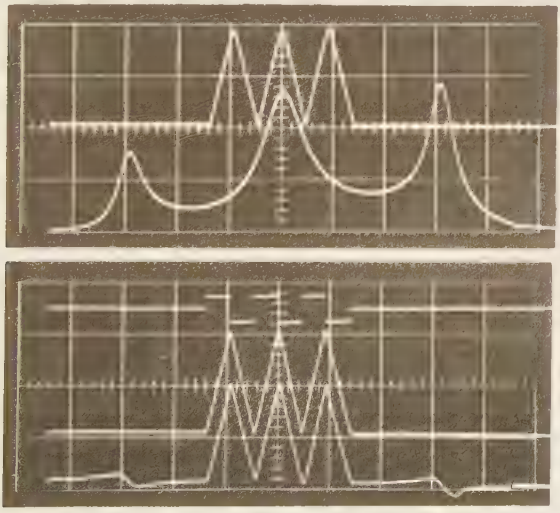
Zur Arbeitsweise der Amplitudenregelung
a: Sollwert und Istwert ohne Regelung.
b: Sollwert und Istwert mit Regelung sowie das demodulierte Eingangssignal des Verstärkers (reziproke Resonanzkurve des Resonators) (Zeitmaßstab 0,5 ms/cm).

Frequenzkurve dargestellt. Abb. 51a zeigt den Amplituden-Sollwert (obere Spur) und den Istwert (untere Spur) bei abgeschalteter Regelung. Das Frequenzprogramm entspricht etwa dem der Abb. 50, nur ist hier die Modulationsgeschwindigkeit etwas höher (3,2 MHz/ms). In Abb. 51b ist die Regelung wirksam. Neben dem Soll- und Istwert (die beiden oberen Spuren) ist die demodulierte Hochfrequenzspannung am Eingang zum Verstärker aufgezeichnet. Die den "Höckern" der Resonator-Resonanzkurve zugeordneten "Täler" sind etwa gleich tief, da der Frequenzgang der Mischstufe an dieser Stelle der Regelstrecke schon ausgeregelt ist. Die verbleibende Unsymmetrie der reziproken Resonanzkurve wurde auch am Resonator festgestellt. Sie beruhte auf einer geringen Verstimmung des Resonators durch die kapazitive Belastung des bei diesen Messungen gegenüber den in [13] beschriebenen

Untersuchungen zusätzlich am Resonatorspalt angekoppelten Amplitudendemodulators.

Drei weitere Beispiele für die Arbeitsweise des Regelkreises für das Amplitudenprogramm und auch für die Möglichkeiten der beiden Funktionsgeneratoren sind in den folgenden Abbildungen dargestellt. In Abb. 52a ist der Amplitudensollwert und Istwert bei fehlender Regelung und in Abb. 52b mit Regelung abgebildet. Zusätzlich ist hier noch als oberste Spur zur Kontrolle des Amplitudenprogrammes der differenzierte Sollwert aufgezeichnet (Frequenzprogramm wie in Abb. 50, Amplitudenmaßstab 0,2 V/cm, Zeitmaßstab 0,5 ms/cm).

Ein Amplitudenprogramm, wie es in ähnlicher Form in einem realen FFAG-Elektronenbeschleuniger vorkommen kann (Injektion unterhalb der Übergangsenergie) wird in Abb. 53 dargestellt. In der Reihenfolge von oben nach unten sind der differenzierte Sollwert, der Sollwert und der Istwert aufgezeichnet (Zeitmaßstab 0,5 ms/cm, Amplitudenmaßstab für Soll-



a.

b.

Abb. 52:

Zur Arbeitsweise der Amplitudenregelung bei einem komplizierteren Amplitudenprogramm.
a: Sollwert und Istwert ohne Regelung
b: Zeitliche Ableitung des Sollwertes, Sollwert und Istwert mit Regelung (Zeitmaßstab 0,5 ms/cm).

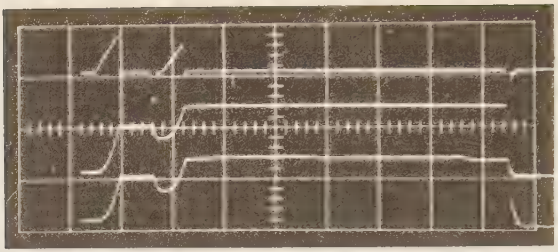


Abb. 53:

Amplitudenprogramm für Beschleunigung ($T_1 < T_t$), zusammengesetzt aus 9 Teilfunktionen. Zeitliche Ableitung des Sollwertes, Sollwert und Istwert mit Regelung (von oben). Frequenzprogramm wie in Abb. 50 (Zeitmaßstab 0,5 ms/cm).

und Istwert 1 V/cm, etwa lineares Frequenzprogramm wie in Abb. 50). Einschließlich der Einstellung der Anfangs- und Endwerte besteht das Programm aus 9 Teilfunktionen. Der parabelförmige Anstieg zu Beginn entspricht einem möglichen Programm zum Aufbau eines stationären bucket, die anschließende konstante Amplitude der Beschleunigung bis in die Nähe der transition-Energie. Die Amplitudenabnahme mit nachfolgendem parabelförmigem Anstieg ist dem Übergang über die kritische Energie mit erneutem Aufbau eines buckets zuzuordnen. Die Beschleunigung bis zur Endenergie würde bei diesem Programm mit konstanter Amplitude erfolgen.

In Abb. 54 (Zeitmaßstab 0,5 ms/cm) ist ein Frequenzprogramm für einen FFAG-Beschleuniger, ebenfalls mit Injektion unterhalb der kritischen Energie, aufgezeichnet worden. In Abb. 54a zeigt die obere Spur das Frequenzprogramm und die untere Spur den ungeregelten Istwert der Hochfrequenzspannung. An Hand der "Höcker" dieser Istwertkurve kann man eine zumindest qualitative Zuordnung zwischen dem Frequenzprogramm (Spannungssignal am Eingang der Spannungs-Frequenz-Umsetzung) und der jeweiligen Resonatorfrequenz herstellen. Die Injektionsfrequenz liegt etwas unterhalb der Resonator-Mittenfrequenz (f_m=30 MHz) am Fuße des mittleren Höckers der Resonatorkurve. Die Frequenz steigt dann bis zu ihrem Höchstwert bei Erreichen der transition-Energie etwas oberhalb der oberen Höckerfrequenz

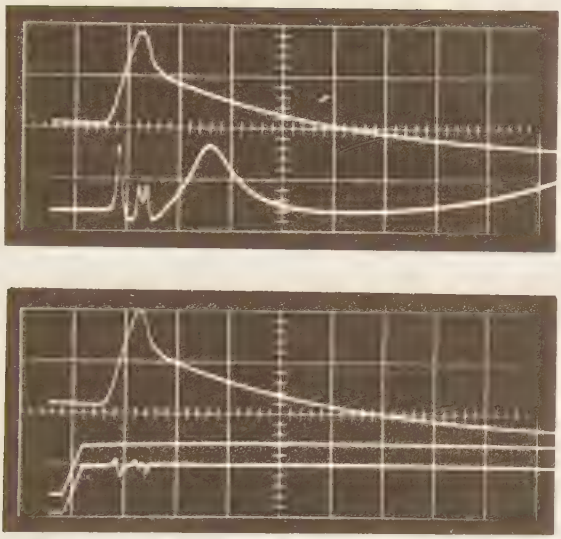


Abb. 54:

Zusammengesetztes Frequenzprogramm für Beschleunigung ($T_i < T_t$).
a: Frequenzprogramm (obere Spur), Istwert der Amplitude ohne Regelung
b: Frequenzprogramm (obere Spur), Amplitudenprogramm Sollwert und Istwert mit Regelung (Zeitmaßstab 0,5 ms/cm).

bei 34 MHz an und nimmt dann langsam ab bis zur Frequenz, die der Endenergie entspricht, wobei zunächst wieder der mittlere Höcker, wegen der geringeren Modulationsgeschwindigkeit jetzt breiter als zuerst, durchlaufen wird und anschließend die obere Flanke des unteren Höckers bei 26 MHz. Die bei diesem Frequenzprogramm maximal auftretende Modulationsgeschwindigkeit beträgt etwa 20 MHz/ms.

In Abb. 54b ist noch einmal das Frequenzprogramm sowie das Amplitudenprogramm mit Soll- und Istwert bei eingeschalteter Regelung abgebildet. Die Restwelligkeit beträgt hier etwa $\pm$ 1,5 dB. Um eine geringere Restwelligkeit der Amplitude zu erhalten, müßte bei gegebener Welligkeit der

Resonanzkurve die Kreisverstärkung des Regelkreises, d.h. das Produkt der Verstärkungen von Regeleinrichtung und Regelstrecke vergrößert werden unter Beibehaltung des für eine stabile Regelung notwendigen Amplitudenabfalles von 20 dB/ Dekade beim Frequenzgang der Regeleinrichtung.

Die Zeitdauer der in Abb. 53 und 54 dargestellten Modell-Programme entspricht einer möglichen Folgefrequenz des ganzen Beschleunigungszyklus von etwa 200 Hz.

5.5 Schlußbemerkung

Das in Abschnitt 5. beschriebene Modell-Hochfrequenzbeschleunigungssystem entspricht den meisten Anforderungen an Variabilität der Programme, Schnelligkeit, Variationsbereich der Parameter und Stabilität, wie sie sich aufgrund der Überlegungen der vorherstehenden Abschnitte für die Konstruktion des Hochfrequenz-Beschleunigungssystems eines FFAG-Elektronenbeschleunigers mit einer Injektionsenergie unterhalb der Übergangsenergie und einer Endenergie um 150 MeV ergeben.

Die bei den Untersuchungen verwendeten Amplituden (Resonatorspannung maximal etwa 20 V) sind für eine Beschleunigung noch ungenügend, jedoch ist die Höhe der Amplitude ein Leistungsproblem, das sinnvoll nur im Zusammenhang mit dem endgültigen Bau eines Beschleunigers gelöst werden kann. Die beim realen Beschleuniger höheren Amplituden erfordern dann einen etwas anderen Aufbau der Regelung, da z.T. erheblich höhere Steuerleistungen benötigt werden. Auch ist die für extrem adiabatische Einfangprogramme notwendige programmierte Amplitudenvariation über mehrere Größenordnungen (siehe Abschnitt 4.1.2) mit der hier beschriebenen Regelung noch nicht möglich. Sie erforderte einen entsprechend weiten Aussteuerbereich des Verstärkers, gute Linearisierung der Amplitudendemodulatorkennlinie und höhere Verstärkungen im Regelkreis (siehe auch 4.1.3).

6. Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in drei Abschnitte:

1. Beziehungen zwischen den Parametern des Arbeitspunktes und den Kenngrößen der Hochfrequenzbeschleunigung,
2. Vorgang der Hochfrequenzbeschleunigung und ihre Diskussion,
3. Entwicklung und Aufbau eines Modell-Hochfrequenzbeschleunigungssystems und Herstellung der Amplituden- und Frequenzprogramme.

Neben der Berechnung der Mittenfrequenz und des Bandbreitebedarfes des Beschleunigungsresonators, sowie einiger die Hochfrequenz-buckets betreffenden Größen, jeweils für einen breiten Parameterbereich (die Zahl der zu untersuchenden Parameter wurde durch geeignete Normierung eingeschränkt), wurde die Teilung des Resonators hinsichtlich ihres Einflusses auf den Hochfrequenz-Leistungsbedarf und die Beschleunigungszeit untersucht. Es existiert eine optimale Teilung, für die der Leistungsbedarf ein Minimum hat. Der relative mittlere HF-Leistungsbedarf, bezogen auf den Leistungsbedarf des ungeteilten Resonators, ist etwa 0,2. Wird mit konstanter HF-Leistung beschleunigt und setzt man den Leistungsgewinn bei Resonatorteilung in erhöhte Beschleunigungsspannung um, so erhält man ein in bezug auf die Beschleunigungszeit optimales Teilungsverhältnis. Die minimale relative Beschleunigungszeit hängt von der Injektionsenergie ab. Bezogen auf die Standard-Werte (T_i = 0,2 MeV, T_e = 150 MeV, R_e = 350 cm, k = 8) hat sie etwa den Wert 0,4.

Der Zeitbedarf zum Aufbau eines stationären und eines beschleunigten Paketes wurde berechnet in Abhängigkeit von der Adiabatizität des Programmes sowie der Zeitbedarf zum Übergang über die transition-Energie. Diese drei Zeitanteile ergeben sich als klein gegenüber der Gesamtbeschleunigungszeit. Bei einer Beschleunigungsspannung U_o = 1 kV und Γ=0,5 ist bei Standard-Werten und einem Programm ohne Zwischenspeicherung eine maximale Folgefrequenz f_r = 50 Hz möglich. Die kleinste Gesamtbeschleunigungszeit erhält man bei Be-

schleunigung mit dem jeweils optimalen Γ. Dieser Optimalwert Γ_g wird angegeben. Er ist eine Funktion der Energie und der relativen Energiestreuung. Der mittlere Ausgangsstrom $\bar{I}$ des Beschleunigers kann durch geeignete Zwischenspeicherung erhöht werden. Für einige Zahlen n (Anzahl der Wiederholungen des 1. Beschleunigungsabschnittes) wurde $\bar{I}/n$ für beliebige Zwischenspeicherenergien in relativen Einheiten berechnet (n ist der Gesamtwirkungsgrad der Beschleunigung). Der Zusammenhang zwischen n und der Energiestreuung der Injektionsenergie , der Zwischenspeicherenergie und der Mindest-Beschleunigungsspannung wird angegeben. Für drei vorgegebene Programme wird $\bar{I}$ als Funktion von n abgeschätzt. Für n = 10, Zwischenspeicherenergie T_s = 15 MeV, Standard-Werte und "single-turn"-Injektion unterhalb der transition-Energie scheint ein mittlerer Ausgangsstrom $\bar{I} \approx 20$ µA möglich zu sein.

Es wurde ein vollständiges und variables Hochfrequenz-beschleunigungssystem entwickelt und aufgebaut. Das Amplituden- und Frequenzprogramm wird in je einem Funktionsgenerator (zusammengesetzt aus mehreren Teilfunktionen) zunächst als zeitabhängiges Spannungssignal hergestellt. Das Frequenzprogramm wird danach durch lineare Spannungs-Frequenz-Umsetzung erzeugt. Das Amplitudenprogramm wird der Hochfrequenzspannung durch einen Soll-Istwert-Vergleich innerhalb eines geschlossenen Regelkreises aufgeprägt. Die Eigenschaften und Konstruktionsmerkmale der einzelnen Baugruppen und die Eigenschaften des Amplituden-Regelkreises sowie Beispiele für die Wirkungsweise des Modell-Beschleunigungssystems und die Möglichkeiten der Funktionsgeneratoren werden angegeben. Das Modellsystem entspricht den Anforderungen an Variabilität der Programme, Schnelligkeit, Variationsbereich der Parameter und Stabilität, wie sie sich aus den Überlegungen der beiden ersten Abschnitte ergeben.

7. Literaturverzeichnis

[1] SYMON, K.R. und A.M. SESSLER
Methods of radio frequency acceleration in fixed field accelerators with applications to high current and intersecting beam accelerators
CERN Symposium on High Energy Accelerators and Pion Physics, Proceedings, Vol. 1, Geneva (1956) 44 - 58

[2] VOGT-NILSEN, N. und M.J. PENTZ
Study Programme on beam stacking processing
Report 1: CERN-PS/MJP-1 (1958)
Report 2: CERN-PS/NVN-1 (1958)
Report 3: CERN-PS/NVN-2 (1958)
Report 4: CERN-PS/MJP-2 (1958)
Report 5: CERN 58-9 (1958)
Report 6: CERN 58-10 (1958)

[3] COLE, F.T., R.O. HAXBY, L.W. JONES, C.H. PRUETT und K.M. TERWILLIGER
Electron model fixed field alternating gradient accelerator
Rev. Sci. Instr. 28 (1957) 403 - 420

[4] KERST, D.W. et al.
Electron model of a spiral sector accelerator
MURA-Report 559 (1960)

[5] COLE, F.T. et al.
MURA 50-MeV electron accelerator
Rev. Sci. Instr. 35 (1964) 1393 - 1482

[6] COLE, F.T. et al.
Design of a 720 MeV proton FFAG accelerator
Nucl. Instr. Meth. 25 (1964) 189 - 196

[7] The MURA Staff
Design of a 10 BeV FFAG accelerator
International Conference on High Energy Accelerators 1961, Proceedings, Brookhaven National Laboratory (1961) 57 - 63

[8] KOLOMENSKIJ, A.A., V.N. KANUNNIKOV, E.P. OVCHINNIKOV und B.N. YABLOKOV
The "Symmetrical" ring phasotron of the LEBEDEV Institute of physics
High Energy Accelerator Papers from USSR, BNL 767 (C-36) (1962) 181 - 197

[9] BARBIER, M. et al.
Studies of an experimental beam-stacking electron accelerator
International Conference on High-Energy Accelerators and Instrumentation-CERN 1959, Proceedings, Geneva (1959) 100 - 114

[10] FERGER, F.A. et al.
The CERN electron storage ring model
CERN 64-19 (1964)

[11] HANSEN, S., E. JONES, H. KOZIOL und M.J. PENTZ
Some results of stacking experiments with the CERN electron storage and accumulation ring (CESAR)
CERN 65-8 (1965)

[12] HEINZ, W.
Theoretische und experimentelle Untersuchungen für einen fixed-field alternating-gradient Elektronenbeschleuniger vom Radialsektortyp (Endenergie um 150 MeV)
Habilitationsschrift, Freie Universität Berlin (1965)

[13] MÖHL, D.
noch nicht veröffentlicht

[14] SOMMERFELD, A.
Atombau und Spektrallinien
Vieweg Verl., Braunschweig (1922)

[15] LILLIEQUIST, C.G. und K.R. SYMON
Deviations from adiabatic behavior during capture of particles
MURA-Report 491 (1959)

[16] STUMP, R.
Operating characteristics of the RF system for the Wisconsin model
MURA-Internal-Report 511 (1959)

[17] PENTZ, M.J.
On bucket parameters and R.F. system settings
CERN-AR/Int. SR/63-5 (1963)

[18] BURREN, J.W., D. MORGAN und W. WALKINSHAW
Production of high density proton currents for colliding beam accelerators at 15 GeV
AERE T/R 2519 (1958)

[19] SCHNELL, W.
Discussion of the radio frequency system for 25 GeV proton storage rings
CERN-AR/Int. SG/62-5 (1962)

[20] CERN Study Group on New Accelerators
Report on the design of intersecting storage rings (ISR) for the CERN proton synchrotron
CERN/542 AR/Int. SG/64-9 (1964)

[21] JONES, L.W., C.H. PRUETT, K.R. SYMON und T.M. TERWILLIGER
Comparison of experimental results with the theory of radiofrequency acceleration processes in FFAG accelerators
International Conference on High-Energy Accelerators and Instrumentation - CERN 1959, Proceedings, Geneva (1959) 58 - 70

[22] MÖHL, D.
Zur Verwendung mehrerer auf höhere Harmonische abgestimmter Resonatoren
Interner Bericht I. Physikalisches Institut
Freie Universität Berlin (1965)

[23] FOSTER, M. und G. GUEST
A study of the RF phase plane near transition with frequency modulation
MURA-Report 423 (1958)

[24] KOLOMENSKIJ, A.A. und L.L. SABSOVICH
On the decay of passage through the transition energy in accelerators
CERN Symposium on High-Energy Accelerators and Pion Physics, Proceedings, Vol. 1, Geneva (1956) 112 - 117

[25] CHRISTOFILOS, N., K.R. SYMON und K.M. TERWILLIGER
Acceleration across the transition energy without increase in amplitude of synchrotron oscillations
MURA-Internal-Report 492

[26] BRONCA, G.
Adiabatic behavior near transition energy
MURA-Report 560 (1960)

[27] BRONCA, G.
Acceleration across transition energy
MURA-Report 575 (1960)

[28] BARBIER, M.
Passage over transition energy by means of stochastic acceleration
International Conference on High-Energy Accelerators and Instrumentation - CERN 1959 Proceedings, Geneva (1959) 636 - 639

[29] BODENSTEDT, E.
Über die Phasenschwingungen beim Synchrotron mit starker Fokussierung
Annalen der Physik 6. Folge, 15 (1955) 35 - 56

[30] SWENSON, D.A.
Description of a function generator
MURA-Internal-Report 436 (1958)

[31] CHANCE, B., V. HUGHES, E.F. MacNICHOL, D. SAYRE and F.C. WILLIAMS
Waveforms
McGraw-Hill, New York, Toronto, London (1949)

[32] Regelungstechnik und Steuerungstechnik, Begriffe und Benennungen
DIN 19 226, Entwurf Mai 1962

Die vorliegende Arbeit wurde im I. Physikalischen Institut der Freien Universität Berlin unter der Leitung seines Direktors Herrn Prof. Dr. H. Lassen durchgeführt.

Ich danke Herrn Prof. Dr. H. Lassen für die Ermöglichung dieser Arbeit und für sein stets förderndes Interesse während ihrer Durchführung.

Herrn Privatdozent Dr. W. Heinz danke ich für viele klärende Diskussionen. Mein besonderer Dank gilt auch Herrn Dipl.-Phys. D. Möhl für die Überlassung des Resonatormodells mit Sender und Koppelvierpol.

Einige Rechnungen wurden auf der elektronischen Rechenanlage ZUSE Z 23 des Instituts für Theoretische Physik der FU Berlin durchgeführt. Herrn Prof. Dr. F. Penzlin danke ich für die zur Verfügung gestellte Rechenzeit.

Lebenslauf

Ich wurde am 21. 11. 1934 in Berlin geboren. Von 1941 bis 1945 besuchte ich die Volksschule in Berlin-Frohnau und in Fürstenberg/Mecklenburg und wechselte im Herbst 1945 über auf die Georg-Herwegh-Oberschule in Berlin-Hermsdorf. Dort legte ich im Frühjahr 1954 die Reifeprüfung ab.

Zum Sommersemester 1954 wurde ich zum Studium an der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Freien Universität Berlin zugelassen. Im Wintersemester 1956/57 bestand ich die Diplom-Vorprüfung und im Januar 1962 die Diplom-Prüfung für das Fach Physik. Das Thema der experimentellen Diplomarbeit lautete: "Messung absoluter Schwärzungskurven massenspektrographischer Photomaterialien für positive Ionen konstanter Energie". Seit dem 1. 2. 1962 bin ich als wissenschaftlicher Assistent (bis zum 4. 2. 1964 m.d.W.b.) am I. Physikalischen Institut der Freien Universität Berlin tätig.

Meine akademischen Lehrer waren die Herren Professoren und Dozenten: G. Bischoff, Frau E. Cassirer, A. Dinghas, G. Engel, R. Honerjäger, K.F. Jahr, H. Lassen, W. Lautsch, F.W. Lewi, R. Lorenz, G. Ludwig, H. Niehrs, G. Ormanns, H. Ostmann, M. Richter, R. Ritter, E. Ruska, K.S. Sodhi, W. Stein und K. Ueberreiter.